

ZUR IR-SPEKTROSKOPIE VON
PHONONPOLARITONEN, PLASMARITONEN
UND MAGNETOPLASMARITONEN

Gisela Torkar

1980

ZUR IR-SPEKTROSKOPIE VON PHONONPOLARITONEN,
PLASMARITONEN UND MAGNETOPLASMARITONEN

Dissertation

der

Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Gisela Torkar

aus München

München, den 10. Juli 1980



1. Gutachter: Prof.Dr.J.Brandmüller

2. Gutachter: Prof.Dr.K.Stierstadt

Tag der mündlichen Prüfung: 11.12.80

ZUSAMMENFASSUNG

Die Eigenschaften der in polaren Isolatorkristallen existierenden *Phononpolaritonen* können auf Halbleiterkristalle dann übertragen werden, wenn die dotierungsabhängige Schwingung des Ladungsträgerplasmas die der longitudinalen optischen Phononen nicht beeinflusst. Dies ist nicht mehr der Fall, wenn beide Elementaranregungen vergleichbare Energien besitzen und miteinander zu Plasmonphononen koppeln. Als Folge dieser Kopplung der longitudinalen Kollektivanregungen und der damit verbundenen Änderung der dielektrischen Eigenschaften von Halbleiterkristallen treten die *Plasmaritonen* an die Stelle der Phononpolaritonen. Wegen ihres Plasmaanteils sind sie starken Veränderungen unterworfen, wenn sie Magnetfeldern ausgesetzt werden. Analog zum Verhalten der Plasmakante spalten beispielsweise ihre beiden Dispersionszweige in Voigtkonfiguration bei geeigneter Polarisation der einfallenden Welle in vier Zweige auf. Die zugehörigen Elementaranregungen werden als *Magnetoplasmaritonen* bezeichnet.

Diese Feststellungen gelten sowohl für Anregungen im Volumen als auch für solche an der Oberfläche von kristallinen Halbleiterproben.

Beim *experimentellen Nachweis* der Volumenmoden durch ATR (attenuated-total-reflection)-Spektroskopie wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Dispersionszweige der im vorigen geschilderten Anregungen Bereiche hoher gegen solche verminderter Reflektivität abgrenzen. Die Interpretation von Spektren ermöglicht daher einerseits Rückschlüsse auf den Verlauf der Dispersionskurven, andererseits führt sie zur Ermittlung von optischen Konstanten.

Bei der *ATR-Methode* befindet sich abweichend von der konventionellen Reflexionstechnik, ein im IR durchlässiger Halbzylinder in optischem Kontakt mit der Probe. Der Betrag des Wellenvektors der einfallenden Strahlung kann dann neben dem Einfallswinkel zusätzlich durch den Brechungsindex dieses ATR-Kristalls variiert werden. Damit ist die Aufnahme von Spektren für beliebige k -Werte im Polaritonenbereich ($k = 0 \text{ cm}^{-1}$ bis ca. $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$) möglich. Beim Nachweis von Oberflächenanregungen mit Hil-

fe der ATR-Technik befindet sich dagegen ein Luftspalt in der Größenordnung der Wellenlänge zwischen ATR-Kristall und Probe. Eine Anregung der Oberflächenwellen erfolgt hier durch das Feld an der Basisfläche des Halbzylinders.

Die Simulation der Spektren und Anpassung von gerechneten Dispersionskurven an die experimentell ermittelten Punkte ermöglicht bei dotierten Halbleitern Aussagen über Phononenfrequenzen, Dämpfungsparameter, Ladungsträgerkonzentrationen und effektive Ladungsträgermassen.

Es werden experimentelle und numerische *Untersuchungen an GaAs-Kristallen mit unterschiedlichen Konzentrationen an freien Ladungsträgern* vorgenommen. Die optischen Daten und Werte für eine dotierungsabhängige Ladungsträgermasse werden bestimmt. Neben den Spektren für undotierte und dotierte Proben werden die zugehörigen Dispersionskurven der Volumen- und Oberflächenanregungen dargestellt, sowie Umkehrzweige und der Einfluß der Lichtinterferenz beim ATR-Experiment diskutiert. Gezeigt wird ferner der Einfluß statischer Magnetfelder bei verschiedenen Reflexionsgeometrien auf den Verlauf von Reflexionsspektren und Dispersionskurven. Die beiden hochfrequenten von vier Dispersionszweigen des Volumenmagnetoplasmaritons werden experimentell nachgewiesen.

INHALTSANGABE

TEIL I

Zusammenfassung

Verzeichnis der Abkürzungen

A) EINLEITUNG

B) THEORIE DER VOLUMENMODEN

I. PHONONPOLARITONEN

- | | |
|---|----|
| 1. Beschreibung von Phononpolaritonen | 8 |
| 2. Theoretische Behandlung | 11 |
| a) Huangsche Gleichungen | 11 |
| b) Dispersionsrelation der Polaritonen | 13 |
| c) Interpretation der Koeffizientenmatrizen | 19 |
| d) Diskussion der Dielektrizitätsfunktion und der Dispersionsrelation der Phononpolaritonen | 23 |

II. PLASMA-PHONONPOLARITONEN (PLASMAPOLARITONEN)

- | | |
|---|----|
| 1. Halbleiter | 27 |
| a) Definitionen und Grundbegriffe | 27 |
| b) GaAs als typische III-V-Verbindung | 29 |
| c) Bändermodell | 30 |
| α. Bandstruktur | 30 |
| β. Effektive Masse | 32 |
| γ. Statistik | 34 |
| δ. Optische Eigenschaften von Halbleitern | 38 |
| d) Das Festkörperplasma | 39 |
| e) Die Dielektrizitätsfunktion des Plasmas | 42 |
| 2. Die Dielektrizitätsfunktion eines polaren dotierten Halbleiters | 44 |
| 3. Diskussion der Dielektrizitätsfunktion und des Dispersionsverhaltens | 47 |

III. DIE DÄMPFUNG	49
1. Dämpfung der Phononen	49
2. Dämpfung der Leitungselektronen	51
3. Faktorisierte Dämpfung	53
IV. MAGNETOPLASMARITONEN	55
1. Ableitung des Leitfähigkeitstensors	55
2. Die Dielektrizitätsfunktion für den dotierten polaren Halbleiter im Magnetfeld	62
3. Die Dispersionsbeziehung	65
a) Faradaykonfiguration	66
b) Voigtkonfiguration	70
4. Diskussion der (ungedämpften) Dispersionskurven	74
a) Faradaykonfiguration	74
b) Voigtkonfiguration	77
5. Einfluß der Dämpfung	80
C) THEORIE DER OBERFLÄCHENMODEN	81
I. ABLEITUNG DER DISPERSIONSRELATION	83
II. DISPERSION DER OBERFLÄCHENPOLARITONEN	89
III. DISPERSION DER OBERFLÄCHENPLASMARITONEN	91
IV. DISPERSION DER OBERFLÄCHENMAGNETOPLASMARITONEN	92
D) ZUR BESTIMMUNG DER DISPERSIONSKURVEN AUS DEM REFLEXIONSEXPERIMENT	94
I. VOLUMENMODEN	95
1. Volumenphononpolaritonen	97
2. Volumenplasmaritonen	98
3. Magnetoplasmaritonen	99
4. Beobachtung von Polaritonen, Plasmaritonen und Magnetoplasmaritonen in Ramanstreuung	100
II. OBERFLÄCHENMODEN	102

E)	ZUM EXPERIMENT	107
	I. APPARATIVES	108
	1. Beschreibung der Spektrometer	108
	a) Das Beckman IR-9	108
	b) Fourierspektrometer FIR 30	109
	c) Das Braunschweiger Spektrometer	110
	2. Das Magnetfeld	111
	3. Der ATR-Zusatz	111
	II. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN	113
	1. Messungen ohne Magnetfeld	113
	2. Messungen in der HMFA Braunschweig	115
	3. Auswertung der Spektren und Meßgenauigkeit	116
	a) Messungen ohne Magnetfeld	117
	b) Messungen im Magnetfeld	117
F)	AUSWERTUNG DER ERGEBNISSE	118
	I. ERGEBNISSE AUS UNTERSUCHUNGEN O H N E MAGNETFELD	118
	1. Die Dielektrizitätsfunktion in Abhängigkeit der Wellenzahl	118
	2. Reflexionsspektren von Volumenmoden	119
	3. Die Dispersionskurven der ungedämpften Volumenmoden	121
	4. Die Festlegung der optischen Parameter	122
	5. Vergleich mit Literaturwerten	125
	6. Die Dämpfungsparameter	129
	a) Die Festlegung der Phononendämpfung	130
	b) Vergleich der Phononendämpfung mit Literatur- werten	131
	c) Die Festlegung der Plasmonendämpfung	134
	7. Spektren und Dispersionskurven von Oberflächenwellen	136
	8. Kopplungskurven für Volumen- und Oberflächenplasmari- tonen	137

9. Die Berechnung der Dispersionskurven für den Grenzfall der rein räumlichen Dämpfung	138
a) Volumenmoden	139
b) Oberflächenpolaritonen und -plasmaitonen	139
10. Dreidimensionale Darstellungen	140
a) Dispersionskurven von Oberflächenpolaritonen und -plasmaitonen	140
b) Interferenzen	142
 II. ERGEBNISSE AUS UNTERSUCHUNGEN M I T MAGNETFELD	 143
1. Gerechnete Reflexionsspektren	143
2. Gemessene Reflexionsspektren und Vergleich mit Rechnungen	144
3. Dispersionskurven von Volumenmagnetoplasmaritonen	146
a) Voigtkonfiguration	146
b) Faradaykonfiguration	146
 G) HISTORISCHER ÜBERBLICK	 148
I. VOLUMENPOLARITONEN	149
II. KOPPLUNG VON PLASMON UND PHONON UND ÜBERGANG ZUM PLASMARITON	150
III. OBERFLÄCHENANREGUNGEN	152
IV. MAGNETOPLASMARITONEN	153
 H) ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE	 154
LITERATURVERZEICHNIS	160

TEIL II

I)	ABBILDUNGEN	1
K)	RECHNERPROGRAMME	122
	(dieser Teil ist in der gedruckten Arbeit nicht enthalten)	

ABKÜRZUNGEN UND EINHEITEN

Alle Gleichungen gelten für das MKSA-System (außer der Ladungsträgerkonzentration, die in cm^{-3} angegeben wird).

Allen berechneten Größen liegen, soweit nicht anders angegeben, die Werte aus Tabelle 4, 5, 8 und die optischen Größen aus Abschnitt F. I.4. zu Grunde.

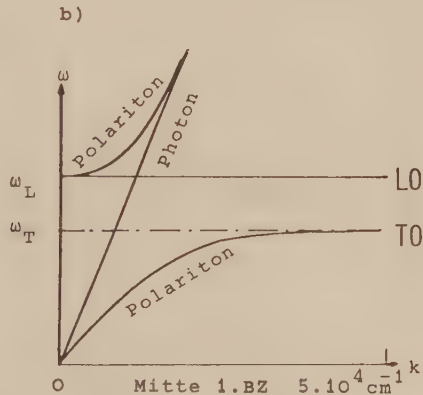
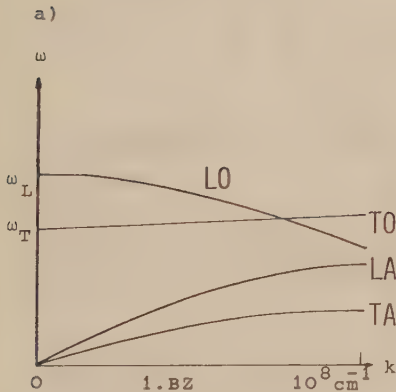
$\tilde{a}$	=	komplexe Größe (hochgestellte Indizes kennzeichnen den jeweiligen Real- und Imaginärteil)
BZ	=	Brillouinzone
LB	=	Leitungsband
VB	=	Valenzband
LO	=	longitudinal optisch
TO	=	transversal optisch
ATR	=	Attenuated Total Reflection
α	=	Einfallswinkel der elektromagnetischen Strahlung auf die Kristallprobe
$ B $	=	Magnetfeldstärke in Tesla = 10^4 Gauß
d	=	Abstand zwischen ATR-Kristall und Probe in μm
E_F	=	Fermienergie in eV
E_g	=	Energielücke (band gap) in eV
ϵ_{ijk}	=	Levi Civita Dichte
ϵ_0	=	Elektrische Feldkonstante
ϵ^0	=	niederfrequente Dielektrizitätskonstante
ϵ^∞	=	hochfrequente Dielektrizitätskonstante
I	=	Einheitstensor

$ \vec{k} $	=	beschreibt den Betrag des Wellenvektors im allgemeinen sowie den der Elementaranregungen in cm^{-1}
k_F	=	Fermiwellenzahl
k_B	=	Boltzmannkonstante
m_O	=	Elektronenmasse
m_{eff}	=	effektive Masse von freien Elektronen oder Löchern
m_c	=	Zyklotronmasse
μ	=	Gleichstrombeweglichkeit der Ladungsträger in $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$
n, p	=	Ladungsträgerkonzentration in cm^{-3}
N	=	Brechungsindex allgemein (N_1 = Brechungsindex des ATR-Kristalls)
γ	=	Phononendämpfung [cm^{-1}]
Γ	=	Plasmonendämpfung [cm^{-1}]
ζ	=	chemisches Potential
τ	=	Phononenlebensdauer
T	=	Plasmonenlebensdauer
ω	=	Wellenzahl allgemein in cm^{-1}
ω_c	=	Zyklotronresonanzfrequenz
ω_L	=	Eigenfrequenz des longitudinalen optischen Phonons (in der Mitte der BZ)
ω_T	=	Eigenfrequenz des transversalen optischen Phonons (in der Mitte der BZ)
ω_p^o	=	Plasmafrequenz der Ladungsträger [cm^{-1}]
ω_p	=	$\frac{\omega_p^o}{(\epsilon^\infty)^{1/2}}$ = Plasmaresonanzfrequenz [cm^{-1}]

A) EINLEITUNG

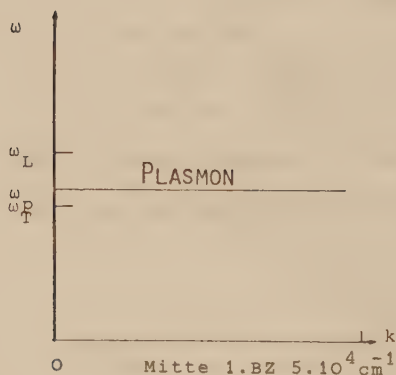
Die Frequenzen der optischen *Phononen* liegen im Infraroten Spektralgebiet; ihre Dispersion innerhalb des gesamten Bereichs der 1. Brillouinzone (BZ) ist in Abbildung a für einen kubischen polaren Isolatorokristall mit 2 Atomen in der Elementarzelle für eine Hauptrichtung bei Verwendung der Coulombnäherung dargestellt.

Betrachtet man lediglich den Bereich der Mitte der BZ ($k=0$ bis $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$), so führt die Einbeziehung der Retardierung in der Nähe des Γ -Punktes zu einer beträchtlichen Änderung der Dispersion der transversalen optischen (TO) Phononen (Abbildung b). Aus der Kopplung dieser Phononen mit Photonen, die mit der Ionenbewegung im Kristall verknüpft sind, entstehen neue Elementaranregungen mit gemischt mechanisch-elektromagnetischer Energie, die als *Phononpolaritonen* bezeichnet werden. Sie besitzen zwei Dispersionszweige, deren unterer für große k -Werte asymptotisch in den der TO-Phononen, deren oberer in den der Photonen übergeht. Die Dispersion der longitudinalen optischen (LO) Phononen wird durch die Retardierung nicht verändert, so daß in der Mitte der BZ keine Dispersion auftritt. Die Frequenz ω_L der LO-Phononen entartet für $k=0$ mit der Grenzfrequenz des oberen Polaritonenzweiges (s.S.24,25).

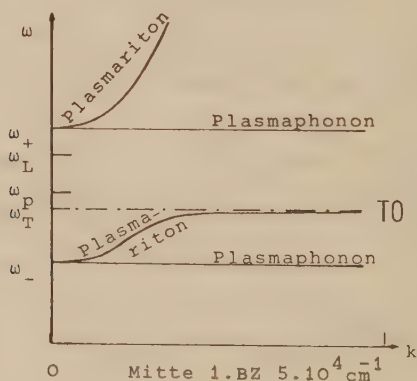


Ein polarer Halbleiter kann vom Standpunkt der Polaritonentheorie wie der in Abbildung b dargestellte Isolator-kristall behandelt werden, solange die Plasmafrequenz ω_p der Ladungsträger die Frequenz der LO-Phononen nicht verändert ($\omega_p \ll \omega_L$). Dies ist für Gallium-Arsenid Kristalle mit Elektronenkonzentrationen, die kleiner sind als 10^{15} cm^{-3} , der Fall. Erhöht man die Dichte der freien Ladungsträger z.B. durch Dotieren der Proben, so erhöht sich die Plasmaresonanzfrequenz (Abb. c).^{*} Im Fall $\omega_p \approx \omega_L$ koppeln die kollektiven Elementaranregungen von Plasma und Gitter und verändern, wie Abbildung d^{**} zeigt, sowohl die Frequenzen der ursprünglich vorliegenden longitudinalen Moden (ω_p und $\omega_L \rightarrow \omega_+$ und ω_-) als auch als Folge davon die Dispersion der transversalen Phononpolaritonen. Diese modifizierten Phononpolaritonen werden (Phonon)-Plasmaritonen genannt. Ihr unterer Dispersionszweig beginnt nicht mehr bei $\omega=0$, sondern bei ω_- , der unteren Grenzfrequenz der (gekoppelten) longitudinalen Plasmaphononen, der obere Dispersionszweig entsprechend bei der oberen Grenzfrequenz ω_+ . Das asymptotische Verhalten der Plasmaritonen unterscheidet sich nicht von dem der Phononpolaritonen (vergl. Abbildung b und d).

c)



d)



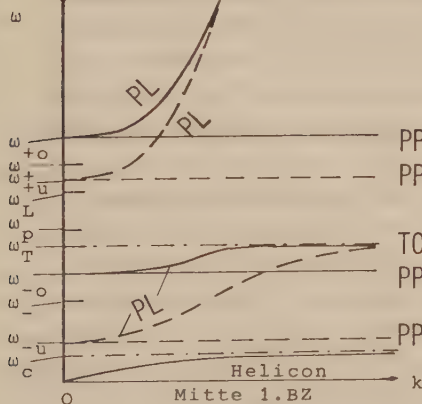
^{*}S. 41

^{**}S. 47

Setzt man dotierte Halbleiterkristalle einem *Magnetfeld* aus, so wird die Bewegung der freien Ladungsträger durch das Magnetfeld verändert, sie rotieren mit der Zyklotronresonanzfrequenz ω_c um die Drehachse des Magnetfeldes. Diese Bewegung wird der ursprünglich rein longitudinalen Plasmaschwingung überlagert, so daß neben der longitudinalen Komponente jetzt auch eine transversale auftritt.

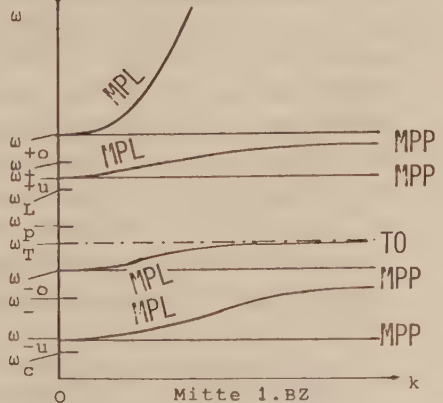
In *Faradaykonfiguration* liegt im IR-Reflexionsexperiment bei Verwendung von zirkular polarisiertem Licht die Rotationsbewegung der Leitungselektronen und der elektromagnetischen Wellen in einer Ebene. Je nach Drehrichtung des zirkular polarisierten Lichts läuft die anregende elektromagnetische Welle in gleicher oder in entgegengesetzter Richtung wie die Zyklotronbewegung des Elektrons. Bei den später beschriebenen Rechnungen wird der Drehsinn des Magnetfeldes so gewählt, daß für rechtszirkular polarisiertes Licht eine Verschiebung beider Plasmaritonzweige zu niedrigeren Energien erfolgt (vergl. Abb. d mit e). Für linkszirkular polarisiertes Licht beobachtet man neben einer Verschiebung zu höheren Energien eine zusätzliche Resonanz bei $\omega = \omega_c$. Daher wird diese Mode als cyclotron-resonance-active (CRA)-, die andere als cyclotron-resonance-inactive (CRI)-Mode bezeichnet.

e) Faradaykonfiguration
(Formeln S. 74)



PL= Plasmariton
PP= Plasmaphonon
-- rechtszirkular (CRI)
— linkszirkular (CRA)

f) Voigtkonfiguration
(Formeln S. 77)



MPL= Magnetoplasmariton
MPP= Magnetoplasmaphonon

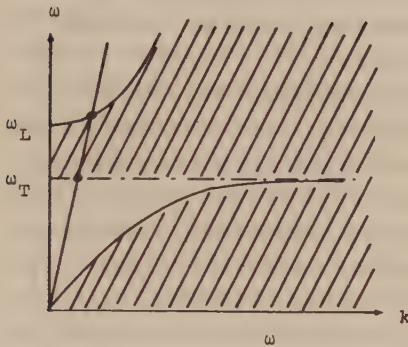
In *Voigtkonfiguration* liegt die Beobachtungsrichtung in der Ebene des Drehsinns des Magnetfeldes. Strahlt man mit linear polarisiertem Licht ein, dessen elektrisches Feld in der Ebene des Drehsinns des Magnetfeldes verläuft, so erfolgt Kopplung aller longitudinalen Schwingungsteile zu Magnetoplasmonen und aller transversalen Anteile zu Plasmaritonen. Diese Kopplung ist dann besonders wirksam, wenn Plasma- und Zyklotronresonanzfrequenz in der Größenordnung der Reststrahlenbande* liegen. Bei n-GaAs erreicht man mit Feldern von 15 Tesla wegen der sehr kleinen effektiven Elektronenmassen Resonanzfrequenzen von ca. 200 cm^{-1} (Reststrahlenbande 250 bis 300 cm^{-1}). Analog zur Aufspaltung der Plasmakante im Magnetfeld spalten beide Plasmaritonzweige in insgesamt vier Dispersionsäste auf (Abb. f). Die Grenzfrequenzen der Magnetoplasmaritonen fallen für $k=0$ mit denen der gekoppelten longitudinalen Moden (= Magnetoplasmaphononen) zusammen. Sie sind bei $k=0$ identisch mit den entsprechenden Grenzfrequenzen in Faradaykonfiguration (Vergleiche Abb. e und f). Für $k \rightarrow \infty$ läuft der obere Ast in den der Photonen, der mittlere in den der TO-Phononen. Die beiden zusätzlichen Äste nähern sich asymptotisch zwei neu entstandenen Polen; diese sind nicht identisch mit den longitudinalen Frequenzen ω_{+0} , ω_{+u} !

Neben der Ramanstreuung ist die IR-Reflexionsmethode sowie ihre modifizierte Form, die *ATR-Methode* (attenuated total reflection) in der Lage, die ω - k -Abhängigkeit der im vorigen beschriebenen Elementaranregungen im Volumen experimentell nachzuweisen. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, daß sich Bereiche vollständiger und solche verminderter Reflektivität abwechseln und daß die Dispersionskurven der Phononpolaritonen, Plasmaritonen und Magnetoplasmaritonen im Volumen diese Gebiete gegeneinander abgrenzen.

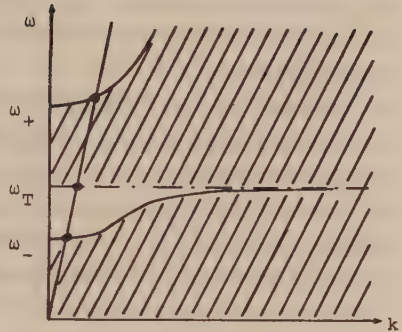
Die Variation des Wellenvektors der einfallenden Strahlung zwischen 0 cm^{-1} und ca. 10^4 cm^{-1} geschieht durch Veränderung des Einfallswinkels und durch Verwendung unterschiedlicher ATR-Halbzyylinder mit verschiedenen Brechungsindizes vor der Probe. Gemessen wird beispielsweise entlang der in die Abbildungen g bis i eingezeichneten Meßgeraden (bei beliebigem Einfallswinkel und ATR-Kristall). In den schraffierten Bereichen tritt hohe Reflektivität auf. Die Schnittpunkte mit der Messgeraden(*)

*Unter der Reststrahlenbande versteht man die IR-Reflexion zwischen ω_T und ω_L .

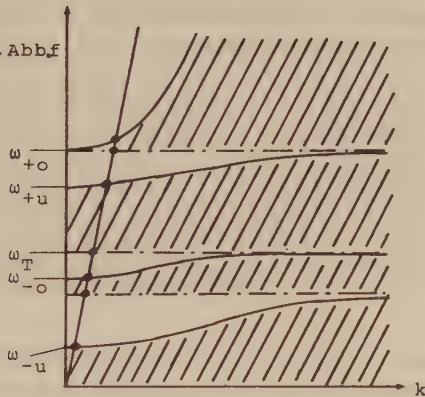
g) vergl. Abb.b



h) vergl. Abb.d



i) vergl. Abb.f



Rest-
strahlenbe-
reiche

kennzeichnen im Spektrum die Übergänge zwischen hoher und niedriger Reflektivität. Die Wendepunkte der entstandenen Reflexionsbanden ergeben zusammen mit den k -Werten der einfallenden Wellen die entsprechenden Punkte im ω - k -Diagramm.

Bei den bisher behandelten Elementaranregungen ist vorausgesetzt, daß sie sich als ebene Wellen im *Volumen* des Kristalls ausbreiten. Neben diesen existieren Anregungen an der *Oberfläche*, deren Dispersion von der Gestalt der Grenzfläche abhängt. Im Falle von ebenen Probenoberflächen - nur solche werden in der vorliegenden Arbeit untersucht - breiten sich

diese Anregungen als inhomogene Wellen entlang der Trennfläche aus. Wegen ihrer Eindringtiefe in den Kristall wird ihre Dispersion von der gleichen Dielektrizitätsfunktion bestimmt, wie sie für die jeweiligen Volumenmoden gilt.

Als einziger Unterschied gegenüber der Messung der Volumenanregungen wird hier zwischen Kristallprobe und ATR-Halbzyylinder ein Luftzwischenraum in der Größenordnung der Wellenlänge belassen. Die inhomogene Welle, die bei Totalreflexion an der Basis des Halbzyinders auftritt, vermag dann beispielsweise Oberflächenphononpolaritonen, Oberflächenplasmaritonen oder Oberflächenmagnetoplasmaritonen anzuregen. Im Spektrum erhält man bei geeigneter Wahl des Wellenvektors Absorptionen im Verlauf der Totalreflexion. Die Meßpunkte entlang der Dispersionszweige ergeben sich aus dem k -Wert der einfallenden Strahlung und dem Absorptionsminimum des zugehörigen Spektrums.

Es ist die *Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit*, den Einfluß der verschiedenartigen Elementaranregungen in undotierten und dotierten GaAs-Halbleiterkristallen auf ATR-Spektren zu berechnen und Dispersionskurven zu erstellen. Darüberhinaus sollen diese experimentell nachgewiesen werden. Von besonderem Interesse ist die Frage, inwieweit ATR-Messungen zu Aussagen über optische und elektrische Halbleiterdaten beitragen können.

In den theoretischen Abschnitten B und C wird nach einer Einführung in die PolaritONENTHEORIE die Dispersion dieser Elementaranregungen für das einfachste System, den zweiatomigen kubischen Isolator-Kristall, beschrieben. Nach einleitenden Bemerkungen über Halbleiter im allgemeinen und III/V-Verbindungen im besonderen wird im Hinblick auf die effektive Masse die Bandstruktur von GaAs behandelt und es werden Eigenschaften des Festkörperplasmas dargestellt.

Nach Diskussion der Dielektrizitätsfunktion der freien Elektronen erfolgt die Beschreibung der Dispersion der Plasmaritonen. Schließlich wird für Phononen und Plasmonen eine phänomenologische Dämpfungsgröße einbezogen und die daraus resultierenden Änderungen auf Reflexionsspektren und Dispersionskurven diskutiert. Zusätzlich wird der Einfluß des Magnet-

feldes und seine Auswirkungen auf diese Elementaranregungen bei unterschiedlichen Konfigurationen beschrieben.

Während sich die in Teil B gemachten Aussagen ausschließlich auf Elementaranregungen im Volumen beziehen, werden in Teil C analog dazu die Eigenschaften der entsprechenden Oberflächenanregungen diskutiert.

Teil D erklärt den theoretischen Zusammenhang zwischen der Reflexions- bzw. ATR-Methode und den Dispersionskurven von Volumen- und Oberflächenmoden. Nach einer Erläuterung der Versuchsanordnungen und des Auswertemodus werden in Abschnitt F die experimentellen und numerischen Ergebnisse vorgelegt und erläutert. Diese beziehen sich in der Hauptsache auf die experimentell erstellten Dispersionskurven von Phononpolaritonen, Plasmaritonen und Magnetoplasmaritonen für Volumen- und zum Teil auch für die zugehörigen Oberflächenanregungen und auf den Vergleich mit gerechneten Kurven. Mit Hilfe der durch den Vergleich gewonnenen Kristalldaten werden Umkehr- und Interferenzzweige sowie die Abhängigkeiten der unterschiedlichen Dämpfungsmechanismen auf den Verlauf der Reflexionsspektren mit und ohne Magnetfeld dargestellt.

Daran schließt sich ein Abschnitt G über die historische Entwicklung an. Diesem folgt die Zusammenfassung der Ergebnisse und deren Wertung im Rahmen bereits vorhandener Untersuchungen. Im Anhang sind die verwendeten Rechnerprogramme zusammengefaßt.

B) THEORIE DER VOLUMENMODEN

I. PHONONPOLARITONEN

Phononpolaritonen sind Quasiteilchen in Festkörpern, die als gekoppelte Zustände zwischen Photonen und transversalen polaren optischen Phononen vorhanden sind. Infolge von Impuls- und Energieerhaltung ist ihre Existenz auf den Bereich der Mitte der Brillouinzone (BZ) beschränkt. Ihre Dispersionsäste gehen für Wellenvektorwerte über $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ in die des transversalen optischen (TO)-Phonons bzw. des Photons über.

Phononpolaritonen werden nicht nur, wie auch heute noch gelegentlich angenommen, durch Kopplung der einfallenden elektromagnetischen Welle mit dem Phonon erzeugt, vielmehr existiert das Photon bereits als Quant des elektromagnetischen Feldes, das mit einem polaren Phonon ursächlich verknüpft ist.*

I.1. Beschreibung von Phononpolaritonen

Bei der üblichen Betrachtung der Phonondispersion über den gesamten Bereich der 1.BZ, wie sie für den kubischen zweiatomigen Kristall GaAs in Abb. 1 für drei verschiedene Richtungen dargestellt ist, treten Phononpolaritonen** nicht in Erscheinung. Erst eine eingehende Untersuchung der optischen Phononen in der Mitte der BZ, wie sie in den Abb. 2, 3 vorgenommen wird, kennzeichnet die Polaritonen.

*Phononpolaritonen sind daher auch bereits in einem Festkörper vorhanden, der sich in einem abgeschlossenen Raum befindet.

**Auf den Zusatz "Phonon" wird im weiteren verzichtet, da es sich in dieser Arbeit durchwegs um solche Polaritonen handelt, die mit Phononen koppeln.

Die Existenz des Polaritons wurde 1951 vorhergesagt, als Huang /4/ seine nach ihm benannten Gleichungen aufstellte, die auch heute noch der Beschreibung des gesamten Polaritonenkonzepts zu Grunde liegen. Sie basieren auf einer engen Verknüpfung von 2 Teilgebieten der Festkörperphysik, die sich jahrzehntelang praktisch unabhängig nebeneinander entwickelt hatten, nämlich der Kristalloptik und der Gitterdynamik.

Die *Gitterdynamik* lieferte die Beschreibung für die Entartungsaufhebung zwischen den rein longitudinalen optischen (LO) und rein transversalen optischen (TO) Phononen im kubischen polaren Isolator-kristall; damit konnten die Reststrahlenbanden erklärt werden. Darüberhinaus brachte dieses Modell die Bestätigung für die Richtigkeit der Lyddane-Sachs-Teller-Relation (LST), welche die Größe der Aufspaltung beschreibt /5/.

Die bei diesem Modell angewendete elektrostatische Coulombkraft setzt eine Wechselwirkung zwischen den einzelnen Ionen voraus, die sich mit unendlicher Geschwindigkeit ausbreitet.

Die *Kristalloptik* hatte, basierend auf den Maxwellgleichungen, die optischen Eigenschaften von Kristallen im Rahmen eines Kontinuumsmodells auf elektrische zurückgeführt. Obwohl dieses Modell eine große Zahl von optischen Erscheinungen richtig beschreibt, mußte das Kontinuumsmodell zugunsten einer atomistischen Betrachtung aufgegeben werden, da es u.a. die Dispersion des Lichtes nicht erklärte. Der von Born 1915 /6/ entwickelte vereinfachte Ansatz, der nur die speziellen Materialeigenschaften mit Hilfe der atomistischen Theorie ausdrückte, liegt in erweiterter Form der Darstellung von Born, Huang 1954 /7/ zu Grunde.

Ersetzt man nun in einer *Verknüpfung von Gitterdynamik und Kristalloptik* die Coulombkraft durch ein Maxwellfeld, so breitet sich die elektrostatische Welle nicht mehr mit unendlicher, sondern mit endlicher Geschwindigkeit aus; das bedeutet, eine zeitlich veränderliche Polarisierung am Ort $\vec{r}'$ erzeugt über die Maxwellgleichungen ein elektrisches Feld am Ort $\vec{r}$. Der Einfluß der Retardierung des dynamischen Feldes auf die Ionenbewegung ist damit berücksichtigt und der entscheidende Schritt zum Polaritonenkonzept ist getan. Als Folge der Resonanzkopplung zwischen Gitterschwingung und dem Maxwellfeld treten anstelle des in der

Mitte der 1.BZ dispersionsfreien TO-Zweiges jetzt zwei Zweige auf, die in Abb. 2 dargestellt sind.

Diese beiden Zweige charakterisieren das Polariton, eine neue Elementaranregung mit teils mechanischer, teils elektromagnetischer Energie.

Der lineare Teil des unteren Polaritonenastes beschreibt das Gebiet, in welchem das Kristallgitter mit der elektromagnetischen Welle mitschwingt ($\omega^2/k^2 = c^2/\epsilon^0$). Der Kristall verhält sich wie ein Dielektrikum mit der niederfrequenten Dielektrizitätskonstanten ϵ^0 im niederfrequenten elektrischen Feld. Dieser Zweig geht für k -Werte $> 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ in das rein mechanische TO-Phonon über.

Der obere Zweig nähert sich für große k -Werte der Dispersionsgeraden der elektromagnetischen Welle in einem Medium mit der hochfrequenten Dielektrizitätskonstanten ϵ^∞ ($\omega^2/k^2 = c^2/\epsilon^\infty$). Da ϵ^∞ den Anteil der Elektronenhülle beinhaltet (s. Kap. I.2.c.) bedeutet dies, daß in diesem Bereich nur die Hülle, nicht jedoch die Ionen einen Beitrag liefern.

Der Schnittpunkt dieses Astes mit der ω -Achse ($k \rightarrow 0$) fällt mit dem des LO-Phonons zusammen. Diese Forderung ist zwingend, da für unendlich lange Wellen kein Unterschied zwischen longitudinalem und transversalem Anregungszustand mehr vorhanden sein kann. Diese Tatsache wird sich im experimentellen Teil als wichtiges Kriterium zur Festlegung der Frequenz des LO-Phonons erweisen.

Das LO-Phonon wird durch die Einbeziehung der Maxwellfelder nicht beeinflusst, da longitudinale Moden mit den transversalen Schwingungen des elektromagnetischen Feldes nicht zu koppeln vermögen.

Die Einbettung des Huangschen Polaritonenkonzepts in die Gitterdynamik wird in Abb. 3 für den zweiatomigen kubischen Kristall am Beispiel von GaAs nochmals in $[100]$ -Richtung betrachtet. Dazu war eine logarithmische Einteilung der Abszisse notwendig. Die Werte der von Claus berechneten Kurven stammen aus dem Experiment /8/. Alle bisherigen Aussagen gelten, wie die Theorie von Huang, für einen zweiatomigen kubischen polaren Isolator-kristall. Sie können auf den Halbleiter GaAs und ähnliche III-V-Verbindungen angewendet werden, sofern die Konzentration der freien Elektronen unter 10^{15} cm^{-3} , die der Löcher unter 10^{16} cm^{-3} bei Zimmertemperatur liegt.

I.2. Theoretische Behandlung

I.2.a. Huangsche Gleichungen

Huang ging vom elektrostatischen Modell aus und führte an dessen Stelle das Maxwellfeld ein. Auf diese Beschreibung wird hier zugunsten einer kürzeren Ableitung von Cochran und Cowley verzichtet /9/. Diese basiert auf der Hamiltondichte ϕ für die Energie eines Ionenkristalls in harmonischer Näherung (Abbruch nach dem quadr. Glied)

$$(1) \quad \phi = -\frac{1}{2} \vec{Q} B^{11} \vec{Q} - \vec{Q} B^{12} \vec{E} - \frac{1}{2} \vec{E} B^{22} \vec{E} .$$

Der Vektor $\vec{Q} = (Q_1, \dots, Q_n)$ beschreibt die n Normalschwingungen in einer Elementarzelle. Die Koeffizientenmatrizen $B^{\mu\nu}$ werden sich, wie in Abschnitt I.2.c. erwähnt wird, auf makroskopische Größen zurückführen lassen.

Wie aus der Thermodynamik bekannt /10/ lassen sich aus einer Energiedichte sowohl die mechanischen Bewegungsgleichungen als auch die Polarisation eines Kristalls wie folgt ableiten:

$$(2a) \quad \ddot{\vec{Q}} = - \frac{\partial \phi}{\partial \vec{Q}} = B^{11} \vec{Q} + B^{12} \vec{E}$$

$$(2b) \quad \vec{P} = - \frac{\partial \phi}{\partial \vec{E}} = B^{12} \vec{Q} + B^{22} \vec{E} .$$

Diese nach Huang benannten Gleichungen stellen zusammen mit der Grundgleichung der Kristalloptik (für ebene Wellen)

$$(3) \quad \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0 (N^2 - 1)} [\vec{P} - N^2 \vec{S} (\vec{S} \cdot \vec{P})] \quad \text{mit}$$

$$(4) \quad N = [\epsilon(\omega)]^{1/2} = \text{Brechungsindex}$$

$$(5) \quad \vec{S} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$$

$$(6) \quad \vec{k} = \frac{\omega N}{c} \vec{S}$$

die Basisgleichungen zur Beschreibung einer makroskopischen Polaritonentheorie dar, wenn die Koeffizientenmatrizen $B^{\mu\nu}$ in der Näherung des langwelligen Grenzfalles als k -unabhängig angenommen werden.

Aus der Periodizität des Kristallaufbaus folgt nach dem Floquetschen bzw. Blochschen Theorem, daß sich Wellen im Kristall immer in Form ebener Wellen ausbreiten. Mit diesem Ansatz für die Größen $\vec{Q}$, $\vec{E}$, $\vec{P}$ geht das Gleichungssystem (Gl. 2 und 3) über in

$$(7a) \quad -\omega^2 \vec{Q} = B^{11} \vec{Q} + B^{12} \vec{E}$$

$$(7b) \quad \vec{P} = B^{21} \vec{Q} + B^{22} \vec{E}$$

$$(7c) \quad \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0 (N^2 - 1)} [\vec{P} - N^2 \vec{S} (\vec{S} \cdot \vec{P})]$$

I.2.b. Die Dispersionsrelation der Polaritonen

Das System linearer homogener Gleichungen schreibt man in Matrixform /12/

$$(8) \quad \begin{pmatrix} (-B^{11} - I \omega^2) & -B^{12} & 0 \\ (B^{12})^+ & B^{22} & -I \\ 0 & -I & \frac{I - N^2 \vec{s} \vec{s}}{\epsilon_0 (N^2 - 1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{Q} \\ \vec{E} \\ \vec{P} \end{pmatrix} = 0.$$

Hier bedeutet (I) die dreidimensionale Einheitsmatrix, $()^+$ die transponierte Matrix, $\vec{s} \vec{s}$ das dyadische Produkt. Das Gleichungssystem besitzt die Form

$$A X = 0.$$

Seine Lösung erfolgt am einfachsten in zwei Schritten, wobei der erste die frequenzabhängige Dielektrizitätsfunktion und der zweite die Dispersion der Volumen Anregungen als Endergebnis haben wird.

1. Schritt: Man betrachtet zunächst nur die beiden Huangschen Gleichungen, wobei man durch Einsetzen der Bedingung für die Polarisation

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

aus (8) erhält

$$\begin{pmatrix} (-B^{11} - I \omega^2) & -B^{12} \\ (B^{12})^+ & (B^{22} - \epsilon_0(\epsilon - I)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{Q} \\ \vec{E} \end{pmatrix} = 0.$$

Die Lösbarkeitsbedingung hierfür ist

$$(9) \begin{vmatrix} (-B^{11} - I \omega^2) & -B^{12} \\ (B^{12})^+ & (B^{22} - \epsilon_0(\epsilon - I)) \end{vmatrix} = 0.$$

Die Determinante besitzt die Dimension $(n+3)(n+3)$. Im allgemeinen Fall des zweiachsigen mehratomigen Kristalls, wobei in der x-Richtung l , in der y-Richtung m , in der z-Richtung r polare Moden vorhanden sein sollen, haben die $B^{\mu r}$ die Form

$$B^{11} = \begin{pmatrix} B_{x_1 \dots x_1}^{11} & B_{x_1 \dots x_{l-1} x_l}^{11} & B_{x_1 \dots x_{l-1} y_1}^{11} & \dots & B_{x_1 \dots x_{l-1} y_m}^{11} & B_{x_1 \dots x_{l-1} z_1}^{11} & \dots & B_{x_1 \dots x_{l-1} z_r}^{11} \\ B_{y_1 \dots y_1}^{11} & B_{y_1 \dots y_{m-1} y_m}^{11} & B_{y_1 \dots y_{m-1} z_1}^{11} & \dots & B_{y_1 \dots y_{m-1} z_r}^{11} & B_{z_1 \dots z_1}^{11} & \dots & B_{z_1 \dots z_r}^{11} \end{pmatrix}$$

$$B^{12} = \begin{pmatrix} B_{x_1}^{12} \\ \vdots \\ B_{x_e}^{12} & B_{y_1}^{12} \\ & \vdots \\ & B_{y_m}^{12} & B_{z_1}^{12} \\ & & \vdots \\ & & B_{z_n}^{12} \end{pmatrix} .$$

Die langwierige Abhandlung dieses komplizierten Falles und der noch aufwendigeren monoklinen und triklinen Kristalle findet man bei Claus /8/.

Hier wird im Hinblick auf das Experiment die Beschränkung auf die Beschreibung des zweiatomigen kubischen Kristalls vorgenommen. Dadurch reduzieren sich die $B^{\mu\nu}$ auf Konstanten und die Dielektrizitätsfunktion wird schließlich zum Skalar.

Aus (9) folgt

$$(10) \quad \epsilon(\omega) = 1 + \frac{B^{22}}{\epsilon_0} - \frac{(B^{12})^2}{\epsilon_0 (B^{11} + \omega^2)} .$$

2. Schritt: Eliminiert man aus der 2. Huangschen Gleichung die Normalkoordinaten $\vec{Q}$ (mit Hilfe von Gl. 7a) und betrachtet zusätzlich die Grundgleichung der Kristalloptik (Gl. 3), dann erhält man das Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} \epsilon_0 (\epsilon - I) & -I \\ -I & \frac{I - N^2 \vec{s} \vec{s}}{\epsilon_0 (N^2 - 1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{p} \end{pmatrix} = 0 .$$

Die Lösbarkeitsbedingung ist

$$(11) \quad \begin{pmatrix} \epsilon_0 (\epsilon - I) & -I \\ -I & \frac{I - N^2 \vec{s} \vec{s}}{\epsilon_0 (N^2 - 1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{P} \end{pmatrix} = 0 .$$

Führt man zur Abkürzung ein

$$E := \epsilon_0 (\epsilon - 1) \quad \text{und} \quad F := -\epsilon_0 (N^2 - 1) ,$$

dann wird (11)

$$\left(\frac{1}{\epsilon_0 (N^2 - 1)} \right)^3 \begin{vmatrix} E & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & E & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & E & 0 & 0 & -1 \\ F & 0 & 0 & 1 - N^2 s_x^2 & -N^2 s_x s_y & -N^2 s_x s_z \\ 0 & F & 0 & -N^2 s_y s_x & 1 - N^2 s_y^2 & -N^2 s_y s_z \\ 0 & 0 & F & -N^2 s_z s_x & -N^2 s_z s_y & 1 - N^2 s_z^2 \end{vmatrix} = 0 .$$

Nach Multiplikation der 4. Spalte mit E und anschließender Addition von Spalte 1 und 4 erhält man

$$\frac{\left(\frac{1}{\epsilon_0(N^2-1)}\right)^3}{E} \begin{vmatrix} E & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & E & 0 & 0 & -1 \\ F & 0 & 0 & E(1-N^2S_x^2+F) & -N^2S_xS_y & -N^2S_xS_z \\ 0 & F & 0 & -EN^2S_yS_x & 1-N^2S_y^2 & -N^2S_yS_z \\ 0 & 0 & F & -EN^2S_xS_z & -N^2S_yS_z & 1-N^2S_z^2 \end{vmatrix} = 0.$$

Nach ebensolchen Schritten für die Spalten 5 und 6 reduziert sich die Determinante auf

$$\frac{\left(\frac{1}{\epsilon_0(N^2-1)}\right)^3}{E^3} \begin{vmatrix} E(1-N^2S_x^2)+F & -EN^2S_xS_y & -EN^2S_xS_z \\ -EN^2S_xS_y & E(1-N^2S_y^2)+F & -EN^2S_yS_z \\ -EN^2S_xS_z & -EN^2S_yS_z & E(1-N^2S_z^2)+F \end{vmatrix} = 0.$$

Führt man ein

$$G = \frac{F}{E} = - \frac{N^2 - 1}{\varepsilon - 1} \quad ,$$

dann ergibt sich

$$\left(\frac{1}{\varepsilon_0(N^2 - 1)} \right)^3 \begin{vmatrix} (1 - N^2 s_x^2) + G & -N^2 s_x s_y & -N^2 s_x s_z \\ -N^2 s_x s_y & (1 - N^2 s_y^2) + G & -N^2 s_y s_z \\ -N^2 s_x s_z & -N^2 s_y s_z & (1 - N^2 s_z^2) + G \end{vmatrix} = 0 ,$$

aus der Berechnung der Determinante folgt

$$(12) \quad \varepsilon (\varepsilon - N^2)^2 = 0 \quad .$$

Diese Beziehung beschreibt zusammen mit der frequenzabhängigen Dielektrizitätsfunktion (10) die Dispersion der Polaritonen. Die Beschränkung auf k -unabhängige $\beta^{\mu\nu}$ setzt voraus, daß zwischenatomare Kräfte zwischen nächsten und nahen Nachbarn unberücksichtigt bleiben. Die Gleichungen (10, 12) sind daher nur gültig für die Mitte der BZ, d.h. die Umgebung des Γ -Punktes, also den Polaritonenbereich. Vor der Diskussion des Verlaufs der Dispersionskurven sollen die Koeffizienten $\beta^{\mu\nu}$ auf makroskopische Größen zurückgeführt werden.

I.2.c. Interpretation der Koeffizientenmatrizen

Die Verwendung obiger Beziehungen (10, 12) ist nur dann sinnvoll, wenn die Größen $\beta^{\mu\nu}$ bekannt sind, d.h. durch makroskopische, dem Experiment zugängliche Parameter ersetzt werden können. Dazu wird die klassische Dispersionstheorie zu Hilfe genommen /13/.

Ein gebundenes geladenes Teilchen wird durch ein elektrisches Wechselfeld $E = E_0 e^{-i\omega t}$ angeregt, daraus resultiert eine erzwungene Schwingung: Deren Bewegungsgleichung lautet

$$(13) \quad \ddot{\vec{x}} + \omega_0^2 \vec{x} = \frac{e}{m} \vec{E} \quad . \quad *$$

Mit einem harmonischen Lösungsansatz folgt für die Polarisation (n =Zahl der Einheitszellen, f =schwingende Ladungen pro Zelle)

$$(14) \quad \vec{p} = n f e \vec{x} = \frac{n e f / m}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{E} \quad .$$

*e bedeutet die Ladung allgemein; wird speziell die Elektronenladung eingesetzt, so wird diese mit $-|e|$ bezeichnet.

In der Elektrodynamik gilt für die Polarisation

$$(15) \quad \vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \vec{E} \quad .$$

Der Koeffizientenvergleich liefert den Ausdruck für die frequenzabhängige Dielektrizitätsfunktion

$$(16) \quad \epsilon(\omega) = 1 + \frac{ne^2 f / m \epsilon_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad .$$

Bisher wurde nur eine Absorptionsstelle ω_0 betrachtet. Geht man zu j Absorptionsstellen über, so wird aus (16)

$$(17) \quad \epsilon(\omega) = 1 + \sum_j \frac{ne^2 f_j / m_j \epsilon_0}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad .$$

Bei Trennung nach Absorptionsstellen im UV- ($j-i$) und solchen im IR-Spektralbereich (i) ergibt sich der Ausdruck

$$(18) \quad \epsilon(\omega) = 1 + \sum_{j-i} \frac{ne^2 f_{j-i} / m_{j-i} \epsilon_0}{(\omega_{j-i})^2 - \omega^2} + \sum_i \frac{ne^2 f_i / m_i \epsilon_0}{\omega_i^2 - \omega^2} \quad .$$

Die Größe $1 + \sum_{j-i} \frac{\vdots \vdots \vdots}{\vdots \vdots \vdots}$ stellt vom IR-Standpunkt näherungsweise eine Konstante - die sog. hochfrequente Dielektrizitätskonstante ϵ^∞ - dar:

$$(19) \quad \epsilon(\omega) = \epsilon^\infty + \sum_i \frac{n e^2 f_i / m_i \epsilon_0}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

Die IR-Absorptionsstellen ω_i sind identisch mit den transversalen Eigenfrequenzen ω_{Ti} .

Vereinfachen läßt sich Gl. (19) durch Einführung einer Modenstärke /14/

$$S_i := \frac{n e^2 f_i / \epsilon_0}{k_i} \quad \text{mit} \quad k_i = m_i \omega_{Ti}^2 ,$$

welche als Maß für die Aufspaltung der longitudinalen und transversalen Moden angesehen werden kann und somit ein Maß für den ionischen Bindungsanteil darstellt. Es wird dann

$$(20) \quad \epsilon(\omega) = \epsilon^\infty + \sum_i \frac{S_i \omega_{Ti}^2}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2} .$$

In Analogie zu dem später zu behandelnden Ladungsträgerplasma kann folgende formale Schreibweise eingeführt werden /15/:

$$\Omega_{pion}^0{}^2 = \frac{n e^2 f}{m \epsilon_0}$$

und

$$(21) \quad \Omega_{pion} = \frac{\Omega_{pion}^0}{(\epsilon^\infty)^{1/2}}$$

Dann wird

$$(22) \quad \epsilon(\omega) = \epsilon^\infty \left(1 + \sum_i \frac{(\Omega_{pi\omega n})^2}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2} \right) .$$

$\Omega_{pi\omega n}$ wird als abgeschirmte "Plasmafrequenz" der Ionen bezeichnet* .

Der Vergleich der aus der Dispersionstheorie der Kontinua (Gl. 20) und aus dem Huangschen Gleichungssystem abgeleiteten Dielektrizitätsfunktion (Gl. 10) führt zusammen mit einer dritten von Kurosawa /17/ umgeformten Gleichung (23), welche die Modenstärken S_i in Gl. (20) durch die Grundfrequenzen ω_{Li} der longitudinalen Gitterwellen ausdrückt, zu den impliziten Ausdrücken für die $B^{\mu\nu}$

$$(20) \quad \epsilon(\omega) = \epsilon^\infty + \sum_i \frac{S_i \omega_{Ti}^2}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2}$$

$$(10) \quad \epsilon(\omega) = 1 + \frac{B^{22}}{\epsilon_0} - \frac{\frac{1}{\epsilon_0} (B^{12})^2}{(B^{11} + \omega^2)}$$

$$(23) \quad \epsilon(\omega) = \epsilon^\infty \prod_i \frac{\omega_{Li}^2 - \omega^2}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2} .$$

Ein Vergleich von (20) und (10) liefert direkt

$$(24a) \quad B^{11} = - \omega_{Ti}^2 .$$

* Diese Bezeichnung kann nur als rein formale Festlegung verstanden werden, da die Gesamtheit der positiv geladenen Ionen wegen $E_{\text{pot}}/E_{\text{kin}} \gg 10$ kein Plasma bildet; Ionen sind im wesentlichen örtlich fixiert /16/.

Für $\omega \rightarrow \infty$ folgt aus Gl. (10, 20)

$$(24b) \quad B^{22} = (\epsilon^\infty - 1) \epsilon_0 .$$

Schließlich liefern die Gl. (10) und (23) den Ausdruck für B^{12} /15/

$$(24c) \quad (B^{12})^2 = \epsilon^\infty \epsilon_0 \frac{\prod_l (\omega_{Ll}^2 - \omega^2)}{\prod_{\substack{l \\ l \neq k}} (\omega_{Tl}^2 - \omega_{Tk}^2)} \quad /$$

welcher die Kopplungskoeffizienten zwischen den polaren Gitterwellen und dem elektrischen Feld beinhaltet.

Damit sind alle in den Grundgleichungen enthaltenen Koeffizientenmatrizen vollständig auf Größen zurückgeführt, welche experimentell bestimmt werden können. Im Fall von kubischen Kristallen reduzieren sich die Matrizen auf Konstanten.

Mit der Untersuchung mikroskopischer Interpretationen der $B^{\mu\nu}$ wurde zwar begonnen /13/ 14 Kap. 4.13 /7/, diese führten jedoch bis jetzt noch zu keiner befriedigenden Lösung.

I.2.d. Diskussion der Dielektrizitätsfunktion und der Dispersionsrelation der Phononpolaritonen

Nach der Kurosawagleichung (23) lautet die ϵ -Funktion für den Fall des kubischen zweiatomigen Kristalls

$$(25) \quad \epsilon(\omega) = \epsilon^\infty \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} \quad .$$

Sie besitzt eine Polstelle bei $\omega = \omega_T$ und eine Nullstelle bei $\omega = \omega_L$; bei Wellenzahlen zwischen ω_T und ω_L nimmt ϵ negative Werte an (Abb. 4); damit wird der Brechungsindex N imaginär. In diesem Bereich, dem Bereich der Reststrahlenbande, kann sich keine elektromagnetische Welle im Volumen ausbreiten; alle einfallende Strahlung wird reflektiert.

Die Gleichung für die Dispersionsrelation der Polaritonen war in Abschnitt I.2.b. abgeleitet worden. Sie kann nun, da alle darin vorkommenden Größen auf bekannte zurückgeführt wurden, analysiert werden. Nach Gl. (12) gilt:

$$\epsilon (\epsilon - N^2)^2 = 0 \quad .$$

Diese Gleichung läßt als Lösungsmöglichkeiten zu:

$$\alpha) \quad \epsilon(\omega) = 0$$

Mit Gl. (25) bedeutet dies

$$\epsilon^\infty \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \boxed{\omega = \omega_L} \quad *$$

Diese Lösung liefert den k-unabhängigen longitudinalen Phononenzweig.

$\beta)$

$$(26) \quad (\epsilon(\omega) - N^2)^2 = 0 \quad .$$

*s. Abb. b, S. 1

Mit Gleichung (6) und (25) folgt

$$(27) \quad k = \pm \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon^\infty (\omega_L^2 - \omega^2)}{(\omega_T^2 - \omega^2)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{bzw.}$$

$$(28) \quad \omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2\epsilon^\infty} \left\{ c^2 k^2 + \epsilon^\infty \omega_L^2 \pm \left[c^4 k^4 + \epsilon^\infty \omega_L^4 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2c^2 k^2 \omega_L^2 (\epsilon^\infty - 2 \frac{\epsilon^\infty{}^2}{\epsilon^0}) \right]^{\frac{1}{2}} \right\} .$$

Diese Gl. (28) beschreibt den Verlauf der Dispersionszweige des transversalen Polaritons, wie sie in Abb. 4 schematisch aufgezeichnet sind.

Ein zweiatomiger Kristall besitzt 3 n = 6 Eigenschwingungen, wovon 3 auf akustische Schwingungen entfallen. Von den verbleibenden drei optischen Schwingungen entfällt eine auf die longitudinale Mode, die transversale Schwingung ist 2-fach entartet. Dies wird durch das Quadrat in Gl. (26) ausgedrückt.

Für $k=0$ erhält man aus Gl. (28) die Schnittpunkte der Polaritonenäste mit der ω -Achse.

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{\epsilon^\infty \omega_L^2}{2\epsilon^\infty} \pm \left(\frac{\epsilon^\infty{}^2 \omega_L^4}{4\epsilon^\infty{}^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \\ = \frac{\omega_L^2}{2} \pm \frac{\omega_L^2}{2} = \begin{cases} \omega_L^2 \\ 0 \end{cases} .$$

Der Ast ω_- geht gegen Null, der obere Ast mündet bei der Frequenz der LO-Welle ein.

*s. Abb. b, S. 1

Die Stelle a in der Zeichnung kennzeichnet den Pol von $\epsilon(\omega)$; sie ist identisch mit der Wellenzahl des TO-Phonons, d.h. mit der "Grenzfrequenz" des unteren Polaritonenastes für große Wellenvektorwerte. Der Punkt b markiert den Nulldurchgang von $\epsilon(\omega)$ und ist identisch mit der Wellenzahl des LO-Phonons bzw. mit dem Schnittpunkt des oberen Polaritonenastes und der ω -Achse. Zwischen ω_T und ω_L existieren keine Volumenanstörungen.

Diese Betrachtungen für das einfachste System, den kubischen Kristall mit nur zwei Atomen, sind bereits Inhalt der Arbeit von Huang /4/. Die Huangsche Theorie wurde in den sechziger Jahren durch Arbeiten von Barker /20/, Loudon /21/ und Merten /22/ auf mehratomige ein- und zweiachsige Kristalle erweitert. Eine entsprechende Theorie für monokline und triklin Systeme wurde erst 1978 von Claus /23/ und Borstel /24/ erarbeitet.

II. PLASMA-PHONONPOLARITONEN (PLASMARITONEN)

Besitzt ein III/V-Halbleiter infolge Eigenleitung oder Dotierung Ladungsträgerkonzentrationen $n > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, so liegt die Eigenfrequenz der zugehörigen Elementaranregung (Plasmaschwingung) im Frequenzbereich der optischen Phononen. Die Kopplung der kollektiven Anregungen des Gitters und der freien Elektronen hat auch eine Veränderung der Polaritoneigenschaften zur Folge. Sie führt zu einer neuen Elementaranregung, dem Plasma-Polariton bzw. Plasmariton.

II.1. Halbleiter

II.1.a. Definitionen und Grundbegriffe /25-29/

Bei allen Halbleitern, unabhängig davon, ob es sich um Elementhalbleiter (IV/IV), binäre Verbindungen (z.B. III/V, II/VI), ternäre oder quaternäre Halbleiter handelt, sind im Mittel vier Valenzelektronen an jedes Atom gebunden. Durch thermische Anregung wird ein bestimmter Anteil der Elektronenbrücken aufgebrochen; die aus ihren Bindungen gerissenen Valenzelektronen werden zu frei beweglichen Leitungselektronen und können Ursache für einen elektrischen Strom sein. Dies nennt man die Eigenleitung des Halbleiters. An die Stelle der Valenzelektronen treten "Löcher", die sich, wenn man ihnen eine Ladung $+e$ zuordnet, unter der Wirkung eines elektrischen Feldes in entgegengesetzter Richtung wie die Elektronen bewegen. In einem ungestörten Halbleiter (Eigenhalbleiter) ist die Konzentration der negativen Ladungsträger n (= Leitungselektronen) gleich der Zahl der positiven Ladungsträger p (= Löcher). Alle Leitungselektronen stammen aus ursprünglich gebundenen Zuständen.

Dotiert man den Halbleiter, d.h. ersetzt man einen Teil der Gitteratome durch Fremdatome mit mehr bzw. weniger als vier Valenzelektronen, so erhält man bei Dotierung mit Donatoren einen Elektronenüberschuß, bei Do-

tierung mit Akzeptoren einen Löcherüberschuß. Die Beziehung $n=p$ ist nicht mehr erfüllt.

Eine Fülle von Halbleiterphänomenen läßt sich aus der 80 Jahre alten Drudegleichung verstehen. Dabei umgeht man die komplexen Probleme des Halbleiters als geordnetes Vielteilchensystem durch Einführung einer effektiven Masse für Elektronen und Löcher und einer Stoßzeit, welche die Behinderung der freien Teilchen bei ihrer Bewegung im Festkörper ausdrückt. Die fiktive Größe m_{eff} beinhaltet somit alle Wechselwirkungen der Elektronen untereinander und die der Elektronen mit dem Gitterpotential. Im allgemeinen Fall wird sie durch einen Tensor beschrieben; die Zuordnung einer skalaren und konstanten Größe wird nur im Einzelfall möglich sein (s. B. II.1.c. und F. I.4.).

Die Bewegungsgleichung für ein mittleres Elektron, welches das gesamte Ensemble repräsentiert, lautet

$$(30) \quad m_{\text{eff}} \ddot{\vec{\lambda}} + \frac{m_{\text{eff}}}{T} \dot{\vec{\lambda}} = e \vec{E}$$

$\vec{\lambda}$ = mittlerer Driftweg der Ladungsträgergesamtheit
 $\dot{\vec{\lambda}}$
 $\vec{v}$ = Driftgeschwindigkeit der Ladungsträgergesamtheit
 T = Stoßzeit (= mittlere Zeit zwischen zwei Stößen)

Die Einführung einer Reibungskraft und somit der Stoßzeit ist zwingend, da sonst aus einer äußeren Krafteinwirkung eine gleichförmig beschleunigte Bewegung resultieren würde. Die bremsende Kraft der Gitterschwingungen führt zu einem stationären Strom.

Aus der Bewegungsgleichung folgt für den stationären Fall ($\ddot{\vec{\lambda}}=0$)

$$(31) \quad \dot{\vec{\lambda}} = \vec{v} = \frac{eT}{m_{\text{eff}}} \vec{E} = \mu \vec{E}$$

mit der Definition der Beweglichkeit der Ladungsträger

$$(32) \quad \mu := \frac{eT}{m_{\text{eff}}} \quad .$$

Die Beweglichkeit stellt somit den Proportionalitätsfaktor zwischen der Elektronengeschwindigkeit und dem elektrischen Feld dar.

II.1.b. Galliumarsenid als typische III/V-Verbindung

Während Elementverbindungen wie Germanium und Silizium bei großem technischen Einsatz bereits früh untersucht und weiterentwickelt wurden, wurden binäre Verbindungen, wie z.B. der III/V-Halbleiter GaAs erst 1952 durch Welker /30/ als Halbleitermaterial erkannt. Bereits damals postulierte dieser als besonderen Vorteil der Mischverbindungen gegenüber Elementarverbindungen die sehr viel höhere Beweglichkeit der freien Ladungsträger, welche aus der stärkeren Bindung infolge des ionischen Anteils resultiert. Auch stellte er eine Analogie her zwischen einzelnen IV/IV- und III/V-Verbindungen anhand ähnlicher Bandabstände und Gitterkonstanten; dabei ist GaAs in vielen Eigenschaften mit dem Halbleiter Ge vergleichbar.

III/V-Verbindungen setzen sich aus Atomen der Gruppe III und V im Verhältnis 1 : 1 zusammen. Da die III-Atome ein Valenzelektron weniger, die V-Atome ein Valenzelektron mehr besitzen, ergibt sich die gleiche mittlere Zahl von Valenzelektronen wie bei Kristallen der Gruppe IV. Durch die unterschiedliche Kernladung werden die Elektronenhüllen in Richtung zum stärker positiv geladenen Kern polarisiert, so daß die Bindung gemischt kovalent/ionogen wird /31/. Erst infolge dieser Ionizität treten polare Gitterschwingungen auf, welche wegen des damit verbundenen Dipolmoments IR-aktiv sind. Die polare Achse liegt in $[111]$ -Richtung /32/33/.

Element- und binäre Halbleiterverbindungen bevorzugen die tetragonale Phase, wobei die Basisdreiecke benachbarter Tetraeder (Abb. 5) einen Winkel von 60° bilden. Jedes Ga-Atom liegt im Mittelpunkt eines Tetra-

eders, der durch drei As-Atome gebildet wird und umgekehrt.

Bis auf die Nitride besitzen alle III/V-Verbindungen Zinkblendestruktur (Abb. 6).

Die Kristallstruktur von GaAs kann aus der von Ge abgeleitet werden. Dabei werden die beiden kubisch flächenzentrierten und um $1/4$ der Raumdiagonale ineinander verschobenen Untergitter der Diamantstruktur nicht mehr beide von Ge, sondern das eine von Ga- und das andere von As-Atomen besetzt. Das in Ge vorhandene Inversionszentrum geht dabei verloren. Die Raumgruppe von Germanium $Fd\bar{3}m (\approx O_h^7)$ wandelt sich für GaAs in die Gruppe des Tetraeders $F\bar{4}3m (\approx T_d^2)$ um.

Das reziproke Gitter ist kubisch raumzentriert. Die entsprechende primitive Zelle, die 1.BZ, wird in Abbildung 7 dargestellt.

Die kubische Einheitszelle enthält vier Formeleinheiten, GaAs gehört der Punktgruppe $\bar{4}3m (\approx T_d)$ an.

Entsprechend den zwei Atomen pro primitiver Zelle zeigt die Phononendispersion (Abb. 1) je drei akustische und drei optische Zweige. Entlang den Symmetrierichtungen $[100]$ und $[111]$ sind die transversalen akustischen und optischen Zweige zweifach entartet (zusammen mit dem LO-Phonon, das die gleiche Energie besitzt, hat es die Rasse F_2). In $[110]$ -Richtung ist diese Entartung aufgehoben.

II.1.c. Bändermodell

II.1.c.a. Bandstruktur

Setzt man für ein Elektron in einem periodischen Potential die Schrödingergleichung an, so haben die Lösungen $\psi(\vec{k}, \vec{r})$ im k -Raum die Periodizität des reziproken Gitters $/2\pi$. Da auch die Energie $E_n(k)$ eine periodische Funktion von k ist, genügt es, ein Periodizitätsvolumen des k -Raumes zur Beschreibung von E und ψ zu betrachten. Dafür wählt man zweckmäßigerweise die 1.BZ. Die Funktion $E_n(k)$ besitzt in der BZ die volle Symmetrie der Punktgruppe für $k=0$. $E(k)$ wird als Band bezeichnet, die Funktion $E_n(k)$ heißt entsprechend Bandstruktur. Die Kenntnis der Bandstruktur ermöglicht neben quantitativen Aussagen über die effektive

Masse eine Berechnung der Zustandsdichte, von welcher auf die Energieverteilung der Ladungsträger geschlossen werden kann.

Die Punktgruppe $\bar{4}3m(\hat{=T_d})$ besitzt 5 irreduzible Darstellungen. Jedem Zustand $E_n(k)$ ist eine irreduzible Darstellung zugeordnet. Die Dimensionen der möglichen irreduziblen Darstellungen zu einem k , d.h. zu der Gruppe, gegenüber der k invariant ist, geben die möglichen Entartungen eines E_n bei diesem k an. Der Vektor $k=0$ ist invariant gegenüber allen Operationen der Punktgruppe.

Die Energieterme im Γ -Punkt sind höchstens dreifach entartet. Die übrigen Symmetriepunkte haben gegenüber dem Γ -Punkt eine eingeschränkte Symmetrie. Über Verträglichkeitsrelationen zwischen den zugehörigen irreduziblen Darstellungen kommt man für diese Punkte zu Aussagen über die möglichen Bänder und deren Entartungen und Aufspaltungen in Teilbänder. Die Betrachtung der zusätzlichen Symmetriepunkte ist vor allem deshalb interessant, weil dort Energiemaxima bzw. -minima zu erwarten sind.

Symmetriebetrachtungen sind zwar ein großes Hilfsmittel bei der Aufstellung des qualitativen Bändermodells, eine quantitative Berechnung können sie nicht ersetzen.

Ausgangspunkt dafür ist die Schrödingergleichung für ein Elektron im periodischen Potential mit Spin-Bahnkopplung, wobei als große Unsicherheit in diesem Ansatz das Kristallpotential eingeht. Der qualitative Verlauf der Bänder in der Umgebung von Symmetriepunkten wird mit Hilfe der Störungsrechnung ermittelt /34-37/.

Als eindimensionales Ergebnis einer k.p-Rechnung (die Wechselwirkung zwischen dem Phononenimpuls $\vec{k}$ und dem Teilchenimpuls $\vec{p}$ wird als Störung aufgefaßt) ist der Bandverlauf für GaAs in Abbildung 8 dargestellt.

Das Valenzband (VB) ist für alle III/V-Verbindungen in der Form identisch und besteht aus vier Unterbändern /39, 40/. Die beiden oberen Bänder mit leichter und schwerer Löchermasse sind bei $k=0$ entartet (Symmetrie F_2)* und bilden dort die Oberkante des Valenzbandes (s. Abb. 8b)

*Die in der Halbleiterphysik übliche Bezeichnung Γ_x geht auf Koster /41/ zurück.

In dieser Arbeit wird bewußt die international gebräuchliche Schreibweise nach Placzek /42/ verwendet.

/32, 33/. Das unterste im Abstand erscheinende Band wird durch die Spin-Bahnkopplung erzeugt.

Das Minimum des untersten der Leitungsbänder (LB) liegt im Γ -Punkt und besitzt die Symmetrie A_1 (s. Fußnote Seite 31). Da sich Maximum des LB und Minimum des VB bei $k=0$ gegenüberliegen, ist GaAs ein sog. direkter Halbleiter (s. auch Abschnitt B. II.1.d.). Der minimalste Energieabstand beträgt ca. 1,4 eV /33/. Zwischen dem obersten VB und dem untersten LB befindet sich die verbotene Zone oder Bandlücke; dort kann sich - abgesehen von Akzeptoren und Donatoren - kein Ladungsträger aufhalten.

Alle VB und LB sind spinentartet.

II.1.c.8. Effektive Masse

Bereits bei der globalen Betrachtung der Halbleitereigenschaften hatten wir die effektive Masse wegen ihrer eventuellen Richtungsabhängigkeit im k -Raum als Tensor angenommen /27/28/43/44/. Nach dem $k.p$ -Verfahren mit Entartung gilt für die k -Abhängigkeit im LB und näherungsweise auch im VB folgender Zusammenhang

$$(33) \quad E(k) = \hbar^2 \left(\frac{k_x^2}{2m_1} + \frac{k_y^2}{2m_2} + \frac{k_z^2}{2m_3} \right) .$$

m_1, m_2, m_3 Diagonalkomponenten des Massentensors

Daraus läßt sich die Definition der effektiven Masse als Proportionalitätsfaktor zwischen Energie und Impuls festlegen.

Für den als isotrop anzunehmenden kubischen GaAs-Kristall folgt mit $m_1=m_2=m_3$

$$(34) \quad \frac{1}{m_{eff}} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} .$$

Sie ist rein anschaulich ein Maß für die Krümmung der Energiebänder, ist für Elektronen im LB positiv und nimmt für Löcher, die bei GaAs um das 5- bzw. 10-fache schwerer sind als Elektronen, entsprechend der umgekehrten Bandkrümmung negative Werte an. Das bedeutet - von der Bewegungsgleichung (30) her betrachtet - daß sich Löcher entgegen der einwirkenden Kraft bewegen.

Diese praktische Annahme des parabolischen Bandverlaufs ist jedoch bei III/V-Verbindungen, wie man aus Abb. 8 sieht, nur in der Nähe des Bandrandes zutreffend. Mit wachsendem Abstand tritt, wenn man sich auf die Γ -Umgebung des LB beschränkt, eine lineare k-Abhängigkeit ein; die Bänder sind dann nichtparabolisch. Ursache hierfür ist die wechselseitige Beeinflussung der Bänder, insbesondere die des obersten VB und des untersten LB.

Von Kane /45/ wurde diese Tatsache erkannt und für InSb mit Hilfe einer halbempirischen Theorie folgende k-Abhängigkeit der Energie E_L des untersten LB unter der Annahme $\Delta \ll E_g$ ($\Delta_{\text{GaAs}} = 0.33 \text{ eV} \hat{=} \text{Spin-Bahnaufspaltung}$) gefunden:

$$E_L = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{eff}}} + \frac{E_g + \left(E_g^2 + 8 \frac{p^2 k^2}{3} \right)^{\frac{1}{2}}}{2} .$$

P = Matricelement des Impulses

E_g = Bandkante

Bei Bandberechnungen nach diesem Modell verläuft das LB nur noch nahe dem Minimum parabolisch (Abb. 9) und weicht für größere Impulse von diesem Verlauf ab.

Dies legt eine gegenüber (34) abweichende Definition der effektiven Masse, die sog. Impulsmasse nahe /46/:

$$(35) \quad \frac{1}{m_{\text{eff}}} = \frac{1}{\hbar^2 k} \frac{dE}{dk} \quad /$$

welche für den Fall extremer Entartung* übergeht in /32/

$$(36) \quad \frac{1}{m_{\text{eff}}} = \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{1}{k} \frac{dE}{dk} \right)_{E=E_F} .$$

II.1.c.γ. Statistik

Beim Festkörper als Vielteilchensystem wird die Verteilung der freien Ladungsträger auf die einzelnen Energiebänder durch die Statistik geregelt. Für Elektronen bzw. Löcher als Spin-1/2-Teilchen ist als Quantenstatistik die Fermiverteilung maßgebend /47/.

$$(37) \quad f(E, T) = \frac{1}{e^{(E-\xi)/k_B T} + 1} \quad \text{mit } \xi \text{ als dem chemischen Potential}$$

Diese geht in eine klassische Maxwell-Boltzmannverteilung über, wenn die Eins im Nenner gegenüber dem Exponentialterm vernachlässigt werden kann. Zur Berechnung beispielsweise der Elektronen im Eigenleitungshalbleiter wird folgender Ansatz gemacht /28/37/:

$$(38) \quad n = \frac{2}{V_0} \int_0^\infty N(E) f(E) dE$$

*Unter extremer Entartung wird hier und im Folgenden die strenge Gültigkeit der Fermi-Dirac-Statistik verstanden.

n gibt die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit V_0 an, die 2 resultiert aus der Spinentartung und $N(E)$ beschreibt die Energiezustandsdichte, für welche bei $E > 0$ gilt*/29/44/48/49/50/

$$(39) \quad N(E) = \frac{V_0}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m_{eff}}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E)^{\frac{1}{2}}.$$

Nach Einsetzen von (37), (39) in (38) und Berechnung des Integrals ergibt sich nach längerer Rechnung

$$(40) \quad n = \frac{1}{4} \left(\frac{2m_{eff}}{\hbar^2 \pi} k_B T \right)^{\frac{3}{2}} e^{\xi/k_B T}.$$

Aus Gl. (40) läßt sich bei bekannter Ladungsträgerkonzentration n das chemische Potential für Eigenleitungshalbleiter berechnen. Als Bedingung für den Fall der extremen Entartung ergibt sich aus Gl. (37) die Forderung

$$(41) \quad e^{\xi/k_B T} \gg 1,$$

d.h. das chemische Potential muß Werte um Null bzw. positive Größen annehmen.

Die berechneten Größen für n-GaAs-Halbleiter mit unterschiedlichen Elektronenkonzentrationen sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1: Statistik-Parameter für n-GaAs-Halbleiter (Eigenleitung).

n [cm ⁻³]	10 ¹⁵	10 ¹⁶	10 ¹⁷	10 ¹⁸	10 ¹⁹
T [K]	300	300	300	300	300
ξ [eV]	-0,16	-0,11	-0,05	0,012	0,073
$\exp(\xi/k_B T)$	0,0016	0,016	0,16	1,6	16
	$\ll 1$	< 1	≈ 1	> 1	$\gg 1$

*Als Energiebezugspunkt gilt die Unterkante des LB (d.h. $E_L := 0$)

Die bisherigen Aussagen gelten nur für Eigenleitung. Für Störstellenhalbleiter muß der Formalismus abgeändert werden, da bei diesen Fremdatome eingebaut sind, welche auf der äußersten Schale eine abweichende Zahl von Elektronen besitzen. Bei Donatoratomen existiert ein überschüssiges Valenzelektron, das nur schwach an sein Atom gebunden ist und leicht ionisiert werden kann. Im Bändermodell liegen diese Donatorenergien um den Betrag E_D unterhalb der Leitungsbandkante ($E_L := 0$). Für E_D gilt /50/51/

$$(42) \quad E_D = - \frac{m_{\text{eff}}}{m_0} \frac{1}{\epsilon^2} \frac{1}{n^2} [R_y] \quad \begin{array}{l} \epsilon = \text{Dielektrizitätskonst.} \\ n = \text{Quantenzahl} \end{array}$$

Mit Hilfe der Fermiverteilung

$$(43) \quad f_D = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{(E_D - \epsilon)/k_B T} + 1}$$

läßt sich daraus das chemische Potential für einen Störstellenhalbleiter (bei der Näherung: Löcherkonzentration $p=0$) ermitteln

$$(44a) \quad \epsilon = E_D + k_B T \ln \left[-\frac{1}{4} + \left(\frac{1}{16} + \frac{N_D}{N_C} e^{-E_D/k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

bzw. näherungsweise

$$(44b) \quad \epsilon \sim \frac{E_D}{2} + \frac{1}{2} k_B T \ln \frac{N_D}{2 N_C}$$

mit der effektiven (temperaturabhängigen) Zustandsdichte

$$\begin{aligned}
 N_c(T) &= \frac{1}{4} \left(\frac{2m_{eff}}{\hbar^2 \pi} k_B \cdot T \right)^{\frac{3}{2}} = \\
 (45) \quad &= 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_{eff}}{m_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T}{300K} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ cm}^{-3}
 \end{aligned}$$

und der Donatorkonzentration

$$(46) \quad N_D = \frac{2n^2}{N_c(T)} e^{-E_D/k_B \cdot T} .$$

Nach Gl. (42) folgt für GaAs mit $m_{eff} \sim 0,075 m_0$ und $\epsilon \sim 10$

$$\begin{aligned}
 E_D &= -0,75 \cdot 10^{-3} / n^2 \quad [\text{Ry}] \\
 &= -2,5 \cdot 10^{12} \quad [\text{sec}^{-1}] \quad 1/n^2 \\
 E_D \quad (n=1) &= -10 \text{ meV.}
 \end{aligned}$$

Die nach Gl. (44b, 45b, 46 und 43) berechneten temperatur- und konzentrationsabhängigen Daten sind in Tabelle 2 für Zimmertemperatur zusammengefaßt.

Tabelle 2: Statistik-Parameter für n-GaAs (Störstellenleitung)

$n \quad [\text{cm}^{-3}]$	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}
$N_c(T) \quad [\text{cm}^{-3}]$	$5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$
$N_D \quad [\text{cm}^{-3}]$	$0,6 \cdot 10^{13}$	$0,6 \cdot 10^{15}$	$0,6 \cdot 10^{17}$	$0,6 \cdot 10^{19}$	$0,6 \cdot 10^{21}$
$\xi \quad [\text{meV}]$	-165	-101	-41	18	78
$\exp(\xi/k_B T)$	0,002	0,02	0,2	2	20
	$\ll 1$	< 1	≈ 1	≈ 1	> 1

Der Berechnung dieser Werte liegt mit $p=0$ die Annahme zu Grunde, daß die Eigenleitung vollständig vernachlässigt werden kann. Da bei Zimmertemperatur sowohl Eigenleitung als auch Störstellenleitung vorhanden sind, entsteht infolge dieser Näherung ein Fehler, der sich in der Größenordnung von höchstens einigen Prozent bewegen dürfte. Aus den Tabellen 1 und 2 geht hervor, daß es in beiden Fällen für n-GaAs-Kristalle mit $n > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ eine brauchbare Näherung ist, mit extremer Entartung zu rechnen.

II.1.c.6. Optische Eigenschaften von Halbleitern

Durch Einstrahlung von elektromagnetischen Wellen geeigneter Wellenlänge können Übergänge zwischen VB und LB, aber auch solche innerhalb der einzelnen Bänder angeregt werden /52-54/. Übergänge vom VB zum LB werden elektronische oder Interbandübergänge genannt (Abb. 10). Diese befinden sich für GaAs im UV-Spektralbereich - die Bandkante liegt bei ca. 1,4 eV /53/ und ist durch Absorptionsmessungen sehr genau festgelegt (s. Abb. 11), auch als Funktion von Temperatur und Ladungsträgerkonzentration (= Burstein-Moss-Shift) /55/.

Die Energie dieser elektronischen Übergänge beträgt ein Vielfaches der hier untersuchten Effekte im IR, sie wurde daher in der Dielektrizitätskonstanten ϵ^∞ zusammengefaßt (B. I.2.c.).

Bei direkten Übergängen bleibt der $\vec{k}$ -Vektor (annähernd) erhalten, da der Photonenimpuls klein ist gemessen am Wellenzahlbereich der BZ.

Indirekte Übergänge sind grundsätzlich nur möglich, wenn zusätzlich wegen der Impulserhaltung ein Phonon absorbiert oder emittiert wird; der Übergang erfolgt dann über einen virtuellen Zwischenzustand. Indirekte Interbandübergänge werden beobachtet zwischen den Maxima des VB und den Minima des LB - insbesondere dann, wenn es sich um einen "indirekten" Halbleiter handelt, bei welchem sich der geringste Abstand nicht bei gleichem k-Wert befindet.

Erfolgen Übergänge zwischen den Teilbändern des VB oder LB, so handelt es sich um Intrabandübergänge. Bei indirekten Übergängen gehören die ab-

sorbierenden Ladungsträger vor und nach dem Übergang dem gleichen Kollektiv an.

In dieser Arbeit wird an n-GaAs-Kristallen das Verhalten freier Ladungsträger und Phononen im IR-Spektralbereich untersucht. Es liegen also indirekte Intrabandübergänge innerhalb des LB vor.

Bei Halbleitern ist das LB bereits merklich gefüllt ($E_F > E_L$). Diese indirekten Übergänge können dann, da bevorzugt Übergänge der zuoberst angelagerten Elektronen stattfinden, in den nichtparabolischen Bandbereich führen. Dann wird die effektive Masse eine Funktion der Ladungsträgerkonzentration; es gilt die Massedefinition (Gl. 36), bei welcher die Steigung an der Stelle $E = E_F$ bestimmt wird /32/46/56/.

II.1.d. Das Festkörperplasma

Unter einem Plasma versteht man eine große Anzahl von relativ beweglichen geladenen Teilchen, die miteinander über Coulombkräfte wechselwirken. Diese Ansammlung ist nach außen neutral /16, 57-61/.

Die schon 1902 von Heaviside postulierte Existenz ionischer Schichten in der Atmosphäre hatte bereits früh eine komplette Beschreibung der Plasmaeigenschaften - auch bei Anwesenheit von statischen Magnetfeldern - zur Folge /62/.

Neben Gasplasmen kann man sich auch geladene Teilchenansammlungen in Festkörpern näherungsweise als Plasma vorstellen und diese teilweise mit Hilfe der vom Gasplasma her bekannten Formeln beschreiben /63/.

Typische Beispiele für Festkörpersysteme, die ein plasma-artiges Verhalten zeigen, sind neben den Elektronen in Metallen auch die Valenz- und Leitungselektronen in Halbleitern. Festkörperplasmen (SSP) lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: Die erste Gruppe ist die des nicht-entarteten klassischen Plasmas, das mit Hilfe der Maxwellverteilung beschrieben wird. Die zweite Gruppe ist entartet. Deshalb muß eine Behandlung nach der Fermi-Dirac-Statistik erfolgen.

Zwei Parameter charakterisieren ein Plasma, die Abschirmlänge und die Plasmafrequenz.

Das zwischen den Ladungen wirkende Coulombpotential kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Im Nahbereich hat es Einzelteilchenprozesse durch lokale Umordnung zur Folge, während der langreichweitige Anteil zu einer Abschirmung und kollektiven Anregung führt. Die Existenz der Abschirmlänge bewirkt, daß sich die Reaktion des Plasmas gegenüber einer äußeren Störung unterschiedlich darstellt. Wird das Plasma durch eine Störung mit langer Wellenlänge (kleinem k) beeinflusst, so antwortet es als Kollektiv. In diesem Fall werden die Teilchenaspekte nahezu vollständig unterdrückt, das Plasma verhält sich wie eine idealisierte Verteilung von Masse und Ladung oder wie eine elektrifizierte Flüssigkeit (Jellium-Modell /26/).

Besitzt die äußere Störung eine kurze Wellenlänge (großes k), so reagiert es wie eine Ansammlung nicht wechselwirkender Einzelteilchen. Die Grenze zwischen beiden Verhaltensweisen liegt bei der kritischen Wellenlänge λ_c ; diese entspricht gerade der Abschirmlänge.

Im klassischen Plasma wird die Abschirmlänge festgelegt durch die Debye-Wellenlänge (47a), im entarteten durch die Fermi-Wellenlänge (47b).

$$(47a) \quad \lambda_D = \left(\frac{\epsilon \cdot k_B T \epsilon_0}{n e^2} \right)^{1/2} \quad \epsilon = \text{Dielektrizitätsfunktion}$$

$$(47b) \quad \lambda_{FT} = \left(\frac{E_F \cdot \epsilon_0}{n e^2 6 \pi} \right)^{1/2}$$

Die numerischen Werte der Abschirmlänge liegen beim dotierten Halbleiter, je nach Ladungsträgerkonzentration, zwischen 10^{-4} bis 10^{-6} cm, bei Metallen in der Größenordnung von 10^{-8} cm. Beim Übergang der kollektiven Schwingung in Einzelteilchenanregungen tritt ein Energieverlust durch Phasenmischung ein, welcher sich nach außen hin wie eine Dämpfung bemerkbar macht und daher - fälschlicherweise, da er nicht dissipativ ist - als Landaudämpfung bezeichnet wird /64-68/.

Die Frequenz ω_p , mit welcher die kollektive Anregung schwingt und die den Namen Plasmafrequenz trägt, wird am anschaulichsten rein phänomenologisch abgeleitet /27/69/. Eine mikroskopische Behandlung des Elektronenplasmas und der Ableitung der Plasmafrequenz findet man z.B. bei Ziman /71/ oder Resibois /70/. Es gilt

$$(48a) \quad \omega_p^0 = \left(\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} \right)^{1/2} \quad \text{Plasmafrequenz}^*$$

bzw. in etwas anderer Formulierung

$$(48b) \quad \omega_p = \left(\frac{n e^2}{\epsilon_0 \epsilon^\infty m_{eff}} \right)^{1/2} \quad \text{Plasmaresonanzfrequenz}^*$$

Im Halbleiter existieren zwei Arten von Plasmamoden, eine hochfrequente Oszillation der Valenzelektronen - sie liegt weit jenseits der Absorptionskante im UV-Bereich - und eine niederfrequente Mode, an der ausschließlich die Leitungselektronen beteiligt sind. Diese Schwingung fällt nur deshalb in den niederfrequenten Bereich, weil die effektive Masse freier Ladungsträger um ein Vielfaches geringer ist als diejenige der Elektronen. Der interessante Aspekt dieser Mode ist die Tatsache, daß ihre Plasmafrequenz über die Elektronenkonzentration in den gewünschten IR-Frequenzbereich geschoben werden kann.

In der Mitte der BZ kann die Plasmafrequenz als unabhängig von k angenommen werden; bei höheren k -Werten gilt je nach Verteilungsfunktion, folgende Dispersionsrelation /57/:

$$(48c) \quad \omega^2(k)_{\text{Maxwell}} = \omega_p^2 \left\{ 1 + \frac{3 k_B T}{\omega_p^2 m_{eff}} k^2 + \dots \right\}$$

*Die in den Plasmaterm eingehende effektive Ladungsträgermasse ist nicht unbedingt identisch mit der in den Abschnitten II.1.a und II.1.c verwendeten m_{eff} . Nach /288/ ist hier eine optische effektive Masse zu verwenden, die folgendermaßen definiert ist

$$\frac{1}{m_{opt}} = \frac{1}{12 \pi^3 \hbar} \cdot \frac{1}{n} \oint v dS_F$$

mit S_F = Fermioberfläche und v = Fermigeschwindigkeit.

$$(48d) \quad \omega^2(k)_{\text{Fermi}} = \omega_p^2 \left\{ 1 + \frac{3 v_F^2}{5 \omega_p^2} k^2 + \dots \right\}$$

mit der Fermigeschwindigkeit v_F .

II.1.e. Die Dielektrizitätsfunktion des Plasmas

Die dielektrische Funktion eines Elektronengases wurde erstmals von Lindhard 1954 /72/ im Rahmen der SCF-Näherung ermittelt. Für den Grenzfall langer Wellen geht sie in die mit Hilfe der klassischen Dispersionstheorie leicht abzuleitende Form über /13/. Die Grundlage hierfür bildet die Bewegungsgleichung

$$(49) \quad m_{\text{eff}} \cdot \ddot{\vec{\chi}} = -|e|\vec{E} \quad .$$

Mit dem harmonischen Lösungsansatz folgt daraus

$$(50) \quad \omega^2 \vec{\chi} = \frac{|e|\vec{E}}{m_{\text{eff}}}$$

bzw.

$$(51) \quad \vec{\chi} = \frac{|e|\vec{E}}{m_{\text{eff}} \omega^2} \quad .$$

Ersetzt man in Gl. (50) die effektive Masse durch die sich aus der Plasmafrequenz (Gl. 48a) ergebende Beziehung

$$m_{\text{eff}} = \frac{ne^2}{\epsilon_0 \omega_p^2} \quad ,$$

so erhält man die Gleichung

$$(52) \quad \omega^2 \vec{\chi} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{n_{kl}} \vec{E} ,$$

welche im nächsten Abschnitt weiterverwendet wird.

Zur Berechnung der Dielektrizitätsfunktion gelten wiederum folgende zwei Beziehungen für die Polarisisation

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \text{Summe der Dipolmomente} \\ &= n(-e) \vec{r} . \end{aligned}$$

Gl. (51) eingesetzt ergibt

$$(53) \quad \vec{P} = - \frac{ne^2}{m_{eff} \omega^2} \vec{E} .$$

Nach Definition gilt

$$(54) \quad \vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon(\omega) - 1) \vec{E} ,$$

woraus durch Gleichsetzen die Dielektrizitätsfunktion folgt

$$(55) \quad \epsilon(\omega) = 1 - \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_{eff} \omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} .$$

Wird hierin der Beitrag der polarisierbaren Valenzelektronenhülle berücksichtigt, so ergibt sich

$$(56) \quad \epsilon(\omega, k \approx 0) = \epsilon^\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) ,$$

was mit der Linhardschen Formel für die Näherung $k \rightarrow 0$ übereinstimmt.

Eine quantenmechanische Behandlung und Analyse der vollständigen Lindhardformel findet man beispielsweise bei Madelung /25/37/.

In der Beziehung (56) tritt der Anteil der polaren Gitterschwingungen nicht in Erscheinung. Dies ist nur dann gerechtfertigt, wenn die Elementaranregungen Plasmon und LO-Phonon stark unterschiedliche Energien haben. Ist dies nicht der Fall, muß die Dielektrizitätsfunktion des Gesamtsystems auf der Basis des Polaritonenkonzepts neu formuliert werden, was im Folgenden geschieht.

II.2. Die Dielektrizitätsfunktion eines polaren dotierten Halbleiters

Den Ausgangspunkt bildet neben den Huanggleichungen, deren eine (26) bezüglich der Polarisation der neuen Problemstellung angepaßt wurde, die Bewegungsgleichung (52) aus dem vorangegangenen Abschnitt /73/.

$$(2a) \quad -\omega^2 \vec{Q} = \beta^{11} \vec{Q} + \beta^{12} \vec{E}$$

$$(2b)' \quad \vec{P} = \beta^{12} \vec{Q} + \beta^{22} \vec{E} - n e l \vec{x}$$

Für $\vec{P}$ gilt (mit Gl. 54): $\vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon(\omega) - 1) \vec{E}$

für β^{11} gilt (mit Gl. 24a): $\beta^{11} = -\omega_T^2$,

daraus erhält man zusammen mit (52) folgendes Gleichungssystem, bestehend aus 3 linearen Gleichungen für die Größen $\vec{x}$, $\vec{Q}$, $\vec{E}$:

$$(57a) \quad -\omega^2 \vec{Q} = -\omega_T^2 \vec{Q} + B^{12} \vec{E}$$

$$(57b) \quad \epsilon_0 (\epsilon(\omega) - 1) \vec{E} = B^{12} \vec{Q} + B^{22} \vec{E} - n|e| \vec{\kappa}$$

$$(57c) \quad \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{n|e|} \vec{E} = \omega^2 \vec{\kappa}$$

und diese umgeschrieben in Matrixform

$$(58) \quad \begin{pmatrix} \omega^2 & 0 & -\frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{n|e|} \\ 0 & (\omega_T^2 - \omega^2) & -B^{12} \\ -n|e| & B^{12} & B^{22} - \epsilon_0 (\epsilon(\omega) - 1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\kappa} \\ \vec{Q} \\ \vec{E} \end{pmatrix} = 0.$$

Die Bedingung für die Existenz einer nichttrivialen Lösung ist das Verschwinden der Determinante.

Daraus folgt

$$(59) \quad \epsilon(\omega) = 1 + \frac{B^{22}}{\epsilon_0} - \frac{(B^{12})^2}{\epsilon_0 (\omega_T^2 - \omega^2)} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}.$$

Berücksichtigt man die in den Gleichungen (24b, c) berechneten Koeffizientenmatrizen $B^{\mu\nu}$ für den kubischen 2-atomigen Kristall, so resultieren daraus die verschiedenen bekannten Formen der frequenzabhängigen Dielektrizitätsfunktion eines polaren dotierten Halbleiters:

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega) &= \epsilon^\infty \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^{\circ 2}}{\omega^2} = \\ (60) \quad &= \epsilon^\infty + \frac{\Omega_{\text{phon}}^{\circ 2}}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^{\circ 2}}{\omega^2} = \end{aligned}$$

$$(61) \quad = \epsilon^\infty \left(1 + \frac{\Omega_{\text{phon}}^{\circ 2}}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) =$$

$$(62) \quad = \epsilon^\infty \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) .$$

Dieses Ergebnis deckt sich mit der von Yokota /74/ zuerst (1961) aus den Huangschen Gleichungen und der Poissongleichung ebenso wie mit der nach der Random-Phase-Approximation von Varga /75/ berechneten Beziehung.

Varga war davon ausgegangen, daß sich die Polarisierbarkeiten der beteiligten Elementaranregungen addieren. Dies sieht folgendermaßen aus

$$\vec{P}_{\text{total}} = \vec{P}_{\text{Phonon}} + \vec{P}_{\text{Plasma}}$$

$$\begin{aligned} \text{mit (54)} \quad \vec{P}_{\text{total}} &= \epsilon_0 \left(\epsilon_{\text{Phonon}} - 1 \right) \vec{E} + \epsilon_0 \left(\epsilon_{\text{Plasma}} - 1 \right) \vec{E} \\ &= \epsilon_0 E \left(\epsilon_{\text{total}} - 1 \right) \quad \text{mit} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{total}} &= \epsilon_{\text{Phonon}} + \epsilon_{\text{Plasma}} - 1 \\ (63) \quad \epsilon_{\text{total}} &= \epsilon^\infty \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \end{aligned}$$

Dieses Ergebnis ist identisch mit Gl. (62).

II.3. Die Diskussion der Dielektrizitätsfunktion und des Dispersionsverhaltens

Setzt man die für das Gesamtsystem erhaltene Dielektrizitätsfunktion in die in Abschnitt B. I.2.d. gewonnene Dispersionsrelation für die Volumenmoden ein, so kommt man zu der Beziehung

$$(64) \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) = \frac{\omega^2 \epsilon^\infty}{c^2} \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right).$$

Implizit ist dadurch ein neuer Zusammenhang zwischen ω und k gegeben, der sich explizit errechnet zu

$$(65) \quad \omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2\epsilon^\infty} \left\{ (c^2 k^2 + \epsilon^\infty \omega_L^2 + \epsilon^\infty \omega_p^2) \pm \left[c^4 k^4 + 2c^2 k^2 \epsilon^\infty (\omega_L^2 + \omega_p^2 - 2\omega_T^2) + \epsilon^{\infty 2} (\omega_L^4 + 2\omega_L^2 \omega_p^2 - 4\omega_p^2 \omega_T^2 + \omega_p^4) \right]^{\frac{1}{2}} \right\} *$$

und im Folgenden diskutiert werden soll.

Diese Funktion $\omega = \omega(k)$ hat einen Pol an der Stelle $\omega = \omega_T$ (wie auch die Phononpolaritonen B. I.2.d.) und sie besitzt, im Gegensatz zu früher, 2 Nullstellen. Hierin liegt der Unterschied zwischen Polaritonen im nichtdotierten und den entsprechenden Anregungen im dotierten Halbleiter. Beim nichtdotierten Halbleiter setzt der untere Polaritonzweig immer bei $k=0$, der obere Zweig bei $\omega = \omega_L$ ein. Durch Nullsetzen von k berechnet sich der Schnittpunkt der Dispersionszweige mit der ω -Achse zu

$$(66) \quad \text{für } k=0 \quad 2\omega_{\pm}^2 = (\omega_L^2 + \omega_p^2) \pm \left\{ (\omega_L^2 + \omega_p^2)^2 - 4\omega_p^2 \omega_T^2 \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

*s. Abb. d, S. 2

In Analogie zu Abschnitt B. I.2.d., wo das Frequenzverhalten der Dielektrizitätsfunktion des nichtdotierten Kristalls diskutiert und dem Funktionsverlauf der Dispersionszweige des Polaritons gegenübergestellt wurde, wird diese Betrachtung hier für Halbleiter mit drei unterschiedlichen Dotierungen vorgenommen. Die Ladungsträgerkonzentration ist so gewählt, daß sich die Plasmafrequenz im Fall a) unterhalb, im Fall b) in der Größenordnung und im Fall c) oberhalb der Phononenfrequenzen befindet.

Unverändert bleibt für alle Dotierungen der Pol an der Stelle $\omega = \omega_T$.

Infolge der beiden Nullstellen existieren nun 2 Bereiche mit negativer Dielektrizitätsfunktion, Bereiche in welchen die Dispersionsrelation keine wellenähnlichen Lösungen zuläßt, d.h. Gebiete, in welchen alle einfallende Strahlung vollständig reflektiert wird.

Im dotierten Halbleiter existieren neben den longitudinalen Phononen die ebenfalls longitudinalen Plasmonen. Beide Elementaranregungen koppeln miteinander, daraus entstehen zwei Moden mit gemischt phonon/plasmonartigem Charakter /15/76/.

Bei $k=0$ sind die longitudinalen Moden grundsätzlich identisch mit ihren transversalen Partnern; sie münden an den Stellen $\omega_{\pm}$ in die ω -Achse. Die Kopplung der longitudinalen Moden hat damit auch die transversalen Polaritonen verändert; sie sind zu transversalen Plasmon-Phononpolaritonen oder Phonon-Plasmaritonen geworden.

Abb. 12a: schwach dotierter Kristall

$\omega_{-} \approx \omega_p$: entspricht der Plasmakante im Halbleiter

$\omega_{+} \approx \omega_L$: das longitudinale Phonon ist durch das Plasma noch unbeeinflusst

Abb. 12b: Kristall mit mittlerer Dotierung

Beide Plasmaritonenäste sind gegenüber dem undotierten Exemplar merklich verändert und haben gemischt phonon/plasmonartigen Charakter.

Abb. 12c: stark dotierter Kristall

$\omega_{-} \approx \omega_T$: Der untere Plasmaritonenast ist fast zum TO-Phonon geworden; die hohe Elektronendichte schirmt das ionische Feld total ab.

$\omega_{+} \approx \omega_p$: die obere Mode hat überwiegend Plasmonencharakter

III. DIE DÄMPFUNG

III.1. Dämpfung der Phononen

Die bisherige Theorie der Polaritonen wurde in der harmonischen Näherung behandelt und ließ somit mechanische sowie elektrische Anharmonizitäten außer Betracht. Dies war zur qualitativen Betrachtung des Dispersionsverhaltens sowie zur Beschreibung der Eigenfrequenzen eine sinnvolle Näherung. Diese muß jedoch aufgegeben werden, wenn gemessene Spektren, seien sie aus Raman- oder IR-Untersuchungen, simuliert werden sollen.

Bislang wurde den Phononpolaritonen und -plasmaitonen eine unendlich lange Lebensdauer zugeschrieben. Sie wurden als Schwingungen eines ungekoppelten Oszillatorsystems betrachtet, dessen Energie erhalten bleibt. Tatsächlich sind jedoch die natürlichen Kristalle nicht perfekt, die mechanischen Schwingungen sind gekoppelt und es treten Energieverluste auf.

Beschränkt man sich auf rein mechanische Dämpfung über die Normalkoordinaten $\vec{Q}$, so kann diese in der Huangschen Bewegungsgleichung (2a) der Ionen durch einen Dämpfungsterm $\gamma \dot{\vec{Q}}$ berücksichtigt werden /5/77/78/

$$(67) \quad \ddot{\vec{Q}} + \gamma \dot{\vec{Q}} = \beta^{11} \vec{Q} + \beta^{12} \vec{E} \quad .$$

Die phänomenologische Größe γ wird im betrachteten Frequenzbereich als Konstante angenommen; sie beschreibt nur die Stärke der Dämpfung und macht keine Aussagen über den tatsächlich ablaufenden Dämpfungsmechanismus.

Aus der Lösbarkeitsbedingung des Gleichungssystems, bestehend aus abgeänderten Huanggleichungen (2a, 2b') und Hauptgleichung der Kristalloptik (3), erhält man eine komplexe Dielektrizitätsfunktion (das Tildezeichen kennzeichnet komplexe Größen). Die Dielektrizitätsfunktion soll für den kubischen zweiatomigen Kristall erörtert werden:

$$(68a) \quad \epsilon(\omega) = \epsilon^{(1)} + i\epsilon^{(2)} = \epsilon^\infty \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - |\tilde{\omega}_L|^2}{\omega^2 + i\omega\gamma - |\tilde{\omega}_T|^2} =$$

$$(68b) \quad = \epsilon^\infty \frac{(\omega - \tilde{\omega}_L) [-\omega - (\tilde{\omega}_L)^*]}{(\omega - \tilde{\omega}_T) [-\omega - (\tilde{\omega}_T)^*]}$$

$$(69) \quad \text{mit } \tilde{\omega}_{L,T} = \omega_{L,T} - i\frac{\gamma}{2}$$

ω_L bzw. ω_T haben die Bedeutung einer reellen Phononenfrequenz für die longitudinale bzw. transversale Mode. Die Dispersionsbeziehung von gedämpften Polaritonen lautet somit /79/:

$$(70) \quad \tilde{k} = \pm \frac{\omega}{c} [\tilde{\epsilon}(\omega)]^{1/2} = \pm \frac{\omega}{c} \left[\epsilon^\infty \frac{\omega^2 + i\gamma\omega - |\tilde{\omega}_L|^2}{\omega^2 + i\gamma\omega - |\tilde{\omega}_T|^2} \right]^{1/2}.$$

Daraus ergibt sich jeweils eine Gleichung für den Real- bzw. Imaginärteil.

In den zwei Gleichungen sind die vier unbekannten Größen $k^{(1)}$, $k^{(2)}$, $\omega^{(1)}$, $\omega^{(2)}$ enthalten. Das System ist unterbestimmt und wird für folgende zwei Grenzfälle gelöst /78/80/:

- a) rein zeitliche Dämpfung mit reellem k und komplexem $\tilde{\omega}(k)$ d.h. $k^{(2)} = 0$
- β) rein räumliche Dämpfung mit reellem $\omega(\tilde{k})$ d.h. $\omega^{(2)} = 0$

Während die Dispersionskurven für den Grenzfall rein zeitlicher Dämpfung auch bei großen γ -Werten kaum von den Kurven im ungedämpften Fall abweichen, /78/81/, treten bei rein räumlicher Dämpfung Aspekte auf, die in ihrer historischen Entwicklung Kontroversen mit sich brachten /77/82/.

Das bemerkenswerteste Resultat stellt das Auftreten einer unteren Grenze k_a und einer oberen Grenze k_c für den Betrag von $|\vec{k}|$ dar (s. Abb. 13) mit der Eigenschaft, daß für Wellenvektoren mit $k < k_a$ und $k > k_c$ keine reellen Eigenlösungen der Polaritonen mehr existieren. Die Richtigkeit dieser Theorie wurde durch die Messung der Umkehrzweige im IR-Experiment von Schuller /83/84/ nachgewiesen.

Gegenüber dem ungedämpften Fall besitzt $\epsilon(\omega)$ keinen Pol mehr, aber dafür einen zusätzlichen Nulldurchgang.

Die Umkehrkurven zeigen, daß sich die Dämpfung im Bereich der Phonenschwingungen besonders stark, im übrigen Bereich nahezu überhaupt nicht bemerkbar macht. Diese Tatsache rechtfertigt die Annahme einer konstanten Dämpfungsgröße über den gesamten betrachteten Wellenzahlbereich.

III.2. Dämpfung der Leitungselektronen

Auch die Lebensdauer der Ladungsträger ist durch Wechselwirkung der Teilchen untereinander und insbesondere mit dem Gitter und mit Fehlstellen begrenzt (s. II.1.a.). Die dadurch verursachte Dämpfung ist mindestens um eine Größenordnung größer als die der Phononen. Sie ist herstellungs- bzw. individualsabhängig und nimmt mit steigender Dotierung merklich zu /85/. Ohne ihre Berücksichtigung ist keine Interpretation des Experiments möglich.

Man führt in die Bewegungsgleichung des Ladungsträgerplasmas einen phänomenologischen Dämpfungsterm $\Gamma := 1/T$ ein (T = Lebensdauer der Plasmonen)

$$(71) \quad m_{\text{eff}} \ddot{\vec{x}} + \Gamma \dot{\vec{x}} = -|e|\vec{E} \quad .$$

Daraus erhält man analog zur Ableitung in Abschnitt B. II.1.e. eine - diesmal komplexe - Dielektrizitätsfunktion für das Plasma

$$(72a) \quad \tilde{\epsilon}(\omega)_{\text{plasma}} = \epsilon^{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma)} = \epsilon^{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega} \right) =$$

$$(72b) \quad = \epsilon^{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + 1/T^2} - i \frac{\omega_p^2}{\omega^3 + \omega/T} \right)$$

bzw. das Gesamtsystem

$$(73) \quad \tilde{\epsilon}(\omega)_{\text{total}} = \epsilon^{\infty} \left(\frac{\omega^2 - i\omega\gamma - |\tilde{\omega}_L|^2}{\omega^2 - i\omega\gamma - |\tilde{\omega}_T|^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega} \right) .$$

Der Einfluß der Plasmonendämpfung wird unter Einbeziehung des entsprechenden Phononenterms /73/ in Abb. 14 für einen Halbleiter mit mittlerer Dotierung dargestellt.

Während der obere Grenzwert des Wellenvektors nur durch die Phononendämpfung fixiert wird, bestimmt die Plasmonendämpfung das Verhalten des Umkehrzweiges im Bereich X der Abb. 14. Die Existenz von Umkehrzweigen ist nur möglich, wenn die folgende Forderung eingehalten wird:

$$\omega T \gg 1 \quad \text{d.h.} \quad \omega \gg \Gamma .$$

Wird diese Bedingung nicht oder nicht ganz erfüllt, so wird das Intervall zwischen k_a und k_c immer kleiner, bis die Umkehräste vollständig verschwunden sind. Die Dämpfung, welche dem Kopplungseffekt entgegenwirkt, hat dann zur Aufhebung der Kopplung geführt /75/85/. Auf diesen Punkt wird im experimentellen Teil nochmals eingegangen.

III.3. Faktorisierte Dämpfung

Im Zusammenhang mit der Einbeziehung der Dämpfungsparameter wird kurz auf eine Arbeit eingegangen /86/, in der eine faktorisierte Form der Kurosawarelation (68a) aufgestellt und als Grundlage für die Ableitung der Dielektrizitätsfunktion des dotierten Halbleiters verwendet wurde. Da diese von Gl. (70) und Gl. (73) abweichende Beziehung mehrfach in neueren Arbeiten benutzt wurde /87-90/, sollen die wichtigsten Punkte daraus erwähnt werden. In Gl. (74) wird die faktorisierte Dielektrizitätsfunktion für einen mehratomigen Kristall beschrieben

$$(74) \quad \frac{\tilde{\epsilon}(\omega)}{\epsilon^{\infty}} = \prod_{j=1}^{2n} \frac{\omega - \Omega_j}{\omega - \Theta_j} =$$

$$= \prod_{j=1}^n \frac{\omega^2 + i(2\Omega_{2j})\omega - (\Omega_{1j}^2 + \Omega_{2j}^2)}{\omega^2 + i(2\Theta_{2j})\omega - (\Theta_{1j}^2 + \Theta_{2j}^2)}$$

mit

$$\Omega_j = \pm \Omega_{1j} - i \Omega_{2j}$$

$$\Theta_j = \pm \Theta_{1j} - i \Theta_{2j} \quad .$$

Durch Vergleich mit Gleichung (73) ergibt sich der Zusammenhang zwischen den Parametern der faktorisierten Formel und denen der gebräuchlichen Form.

$$(75) \quad \Omega_j = \pm (\omega_{jL}^2 - \gamma_j^2/4)^{1/2} - i \gamma_j/2$$

$$\Theta_j = \pm (\omega_{jT}^2 - \gamma_j^2/4)^{1/2} - i \gamma_j/2$$

Betrachtet man ein mehratomiges System mit $2m$ Plasmonen und $2n$ Phonenschwingungen, so wird infolge der Wechselwirkung ein gekoppeltes System entstehen, das aus $2(n+m)$ gemischten longitudinalen Plasmon-Phonon-Moden besteht. Die Form des Zählers von Gleichung (67) bleibt erhalten, nur der Nenner erhält m zusätzliche Terme.

$$(76) \quad \tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon^{\infty} \prod_{j=1}^{m+n} \frac{\omega^2 + i\gamma_j \omega - |\tilde{\omega}_{j-}|^2}{(\omega^2 + i\Gamma)^{\frac{m}{2}} (\omega^2 + i\gamma_j \omega - |\tilde{\omega}_{j+}|^2)^2}$$

Vergleiche von Gl. (76) mit experimentellen Untersuchungen durch /87/
/89/ bestätigen die Gültigkeit der abgeleiteten Beziehung.

IV. MAGNETOPLASMARITONEN

Setzt man Festkörperplasmen einem statischen Magnetfeld aus, so wird infolge der Lorentzkraft eine Ablenkung der frei beweglichen Elektronen in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld stattfinden. Die bisher für den isotropen Kristall angenommene skalare Leitfähigkeit σ geht in einen anisotropen Tensor von sog. gyrotroper Form über. Bei geeigneter Wahl der Geometrien entsteht zwischen dem durch das Magnetfeld hervorgerufenen Zyktron und dem Plasmariton eine Kopplung, welche eine neue Elementaranregung, das Zyklo-Plasmariton oder Magnetoplasmariton, hervorbringt.

IV.1. Ableitung des Leitfähigkeitstensors

Wie bei der Ableitung der Plasmaschwingung des freien Elektronengases wird wiederum von der Drudetheorie ausgegangen. Das Modell basiert darauf, daß sich ein "mittlerer" freier Ladungsträger in einem viskosen Medium mit dem Reibungskoeffizienten $\Gamma = 1/T$ bewegt. Die Gesamtheit der Ladungsträger wird als stationär angesehen, bei Anlegen äußerer Felder folgt der Ladungsträger der Bewegungsgleichung /29/

$$(78) \quad m_{eff}^{**} \ddot{\vec{r}} + m_{eff} \Gamma \dot{\vec{r}} = e (\vec{E} + \dot{\vec{r}} \times \vec{B})^*$$

$$\text{bzw.} \quad m_{eff}^{**} \ddot{\vec{r}} + \frac{m_{eff}}{T} \dot{\vec{r}} = e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})^{**}$$

Infolge der Lorentzkraft werden die Stromträger durch die Superposition der Translations- und Rotationsbewegung auf Spiralbahnen gezwungen, sie bewegen sich mit der Zyklotronfrequenz ω_c in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld auf Landaubahnen (Abb. 15).

Die folgende Ableitung ist in ihren wesentlichen Teilen der Arbeit von Palik und Furdyna /91/ entnommen. Weitere Literatur zu diesem

*Mit $\vec{B}$ wird der axiale Vektor der magnetischen Induktion bezeichnet.

**Die im gesamten Abschnitt erscheinende effektive Masse ist streng genommen durch die Zyklotronmasse m_c zu ersetzen.

speziellen Problem und angrenzenden Effekten findet man in den Übersichtsarbeiten /92-111/.

Mit dem Lösungsansatz für Gleichung (78)

$$\vec{\chi}(t) = \vec{v}(t) = \vec{v}_0 e^{-i\omega t}$$

erhält man

$$\begin{aligned} \vec{v}(t) \cdot (-i\omega + 1/T) - \frac{e}{m_{\text{eff}}} (\vec{B} \times \vec{v}) &= \\ &= \frac{e}{m_{\text{eff}}} \vec{E} \end{aligned}$$

Mit der Abkürzung

$$(79) \quad T^* := \frac{T}{1 - i\omega T}$$

erhält man

$$(80) \quad \vec{v}(t) + \frac{eT^*}{m_{\text{eff}}} (\vec{B} \times \vec{v}) = \frac{eT^*}{m_{\text{eff}}} \vec{E}$$

und des weiteren mit der Abkürzung

$$(81) \quad a := \frac{eT^*}{m_{\text{eff}}}$$

$$(82) \quad \vec{v}(t) + a (\vec{B} \times \vec{v}) = a \vec{E}$$

Gleichung (82) in Komponentendarstellung geschrieben ist

$$\begin{aligned} v_x + a(B_y v_z - B_z v_y) &= a E_x \\ v_y + a(B_z v_x - B_x v_z) &= a E_y \\ v_z + a(B_x v_y - B_y v_x) &= a E_z \quad ; \end{aligned}$$

anders geordnet ergibt dies

$$\begin{aligned} (83) \quad & v_x - a B_z v_y + a B_y v_z = a E_x \\ & a B_z v_x + v_y - a B_x v_z = a E_y \\ & -a B_y v_x + a B_x v_y + v_z = a E_z \quad . \end{aligned}$$

Die Koeffizientendeterminante des homogenen Gleichungssystems errechnet sich zu

$$\begin{aligned} (84) \quad D &= \begin{vmatrix} 1 & -a B_z & a B_y \\ a B_z & 1 & -a B_x \\ -a B_y & a B_x & 1 \end{vmatrix} = \\ &= 1 + a^2 |\vec{B}|^2 . \end{aligned}$$

Für die Lösung der inhomogenen Gl. (83) gilt dann z.B. für die Komponente v_x :

$$v_x = \frac{D_x}{D} = \frac{1}{D} \begin{vmatrix} a E_x & -a B_z & +a B_y \\ a E_y & 1 & -a B_x \\ a E_z & +a B_x & 1 \end{vmatrix}$$

$$(85) \quad v_x = \frac{a [E_x - a (\vec{B} \times \vec{E})_x + a^2 (\vec{B} \cdot \vec{E}) B_x]}{1 + a^2 |\vec{B}|^2}$$

Ähnliche Ausdrücke folgen für die y- und z-Komponenten, so daß die Lösung für die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}$ lautet

$$(86) \quad \vec{v} = \frac{\frac{eT^*}{m_{eff}} [\vec{E} - \frac{eT^*}{m_{eff}} (\vec{B} \times \vec{E}) + (\frac{eT^*}{m_{eff}})^2 (\vec{B} \cdot \vec{E}) \vec{B}]}{1 + (\frac{eT^*}{m_{eff}})^2 |\vec{B}|^2}$$

Die makroskopische Ladungsstromdichte $\vec{j}$ ist gegeben durch das Produkt

$$(87) \quad \vec{j} = n \cdot e \cdot \vec{v}$$

Setzt man die Geschwindigkeit aus Gl. (86) hier ein, so ergibt dies

$$(88) \quad \vec{j} = \frac{n e^2 T^*}{m_{eff}} \frac{\vec{E} + (\frac{eT^*}{m_{eff}})^2 (\vec{B} \cdot \vec{E}) \vec{B} - \frac{eT^*}{m_{eff}} (\vec{B} \times \vec{E})}{1 + (\frac{eT^*}{m_{eff}})^2 |\vec{B}|^2}$$

Diese Gleichung kann man formal schreiben

$$(89a) \quad \vec{j} = C_1 \vec{E} + C_2 (\vec{B} \cdot \vec{E}) \vec{B} + C_3 (\vec{E} \times \vec{B})$$

bzw. in Komponentendarstellung

$$\begin{aligned}
 j_x &= C_1 E_x + C_2 (B_x E_x + B_y E_y + B_z E_z) B_x + C_3 (E_y B_z - E_z B_y) \\
 (89b) \quad j_y &= C_1 E_y + C_2 (B_x E_x + B_y E_y + B_z E_z) B_y + C_3 (E_z B_x - E_x B_z) \\
 j_z &= C_1 E_z + C_2 (B_x E_x + B_y E_y + B_z E_z) B_z + C_3 (E_x B_y - E_y B_x) .
 \end{aligned}$$

Durch Umordnung der Terme erhält man

$$\begin{aligned}
 j_x &= (C_1 + B_x^2 C_2) E_x + (B_x B_y C_2 + B_z C_3) E_y + (B_x B_z C_2 - B_y C_3) E_z \\
 (90) \quad j_y &= (B_x B_y C_2 - B_z C_3) E_x + (C_1 + B_y^2 C_2) E_y + (B_y B_z C_2 + B_x C_3) E_z \\
 j_z &= (B_x B_z C_2 + B_y C_3) E_x + (B_y B_z C_2 - B_x C_3) E_y + (C_1 + B_z^2 C_2) E_z .
 \end{aligned}$$

Dieses System von Gleichungen kann man komponentenweise vergleichen mit dem Ohmschen Gesetz

$$\begin{aligned}
 j_x &= \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{xz} E_z \\
 (91) \quad j_y &= \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y + \sigma_{yz} E_z \\
 j_z &= \sigma_{zx} E_x + \sigma_{zy} E_y + \sigma_{zz} E_z ,
 \end{aligned}$$

wobei sich für die einzelnen Komponenten dann Folgendes ergibt.

Für die Diagonalkomponenten

$$(92) \quad \sigma_{ii} = C_1 + C_2 B_i^2$$

und für die Außerdiagonalkomponenten

$$(93) \quad \sigma_{ij} = C_2 B_i B_j + C_3 \epsilon_{ijk} B_k .$$

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{ijk} &= \text{antisymm. (3+3) Einheitsmatrix} = \\
 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & -1 \\ -1 & 0 & 1 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Damit kann die Leitfähigkeit zusammenfassend formuliert werden als

$$(94) \quad \sigma_{ij} = C_1 \delta_{ij} + C_2 B_i B_j + C_3 \epsilon_{ijk} B_k \dots$$

Setzt man die Parameter C_1, C_2, C_3 ein und berücksichtigt, daß die Zyklotronfrequenz ω_c bestimmt ist durch

$$(95) \quad \left| \overset{+++}{\omega_c} \right| = \frac{e \left| \overset{+++}{B} \right|}{m_{eff}} \quad ,$$

dann wird der Leitfähigkeitstensor eines Elektronengases im Magnetfeld beliebiger Richtung festgelegt durch

$$(96) \quad \bar{\sigma}_{ij} = \frac{ne^2 T^*}{m_{eff}} \frac{\delta_{ij} + \omega_c^2 T^{*2} \frac{B_i B_j}{|B|^2} + \epsilon_{ijk} \omega_c T^* \frac{B_k}{|B|}}{1 + (\omega_c T^*)^2}$$

$$\text{mit (97) } T^* = \frac{T}{1 - i\omega T}$$

Dieser, aus dem Drudemodell abgeleitete Leitfähigkeitstensor deckt sich dann genau mit der aus der Boltzmannschen Transportgleichung ermittelten Beziehung, wenn das Elektronengas vollständig entartet ist und somit einer Fermiverteilung gehorcht. Diese Bedingung ist - wie in Abschnitt II.1.c.γ. besprochen - für GaAs-Kristalle mit $n > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ge-

währleistet. Da im Zusammenhang mit dem Magnetfeld nur hochdotierte Proben untersucht werden konnten, ist die Verwendung obiger Beziehung (Gl. 96) gerechtfertigt.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit läßt sich ein Koordinatensystem wählen, in welchem der auf der Umlaufrichtung des Magnetfeldes senkrecht stehende Vektor in $\vec{z}$ -Richtung zeigt (Abb. 16).

Setzt man Gl. (97) in (96) ein und verwendet die in Abschnitt B. II.1.d. berechnete Beziehung für die Plasmafrequenz

$$\omega_p^2 = \frac{n e^2}{m_{\text{eff}}} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon^\infty} ,$$

so folgt daraus für die einzelnen Komponenten

$$\begin{aligned}
 (98) \quad \sigma_{xx} &= \omega_p^2 \epsilon_0 \epsilon^\infty \frac{T(1 - i\omega T)}{(1 - i\omega T)^2 + \omega_c^2 T^2} \\
 \sigma_{xy} &= \omega_p^2 \epsilon_0 \epsilon^\infty \frac{T^2 \omega_c}{(1 - i\omega T)^2 + \omega_c^2 T^2} \\
 \sigma_{yx} &= -\sigma_{xy} \\
 \sigma_{xz} &= 0 \\
 \sigma_{zx} &= 0 \\
 \sigma_{yz} &= 0 \\
 \sigma_{zy} &= 0 \\
 \sigma_{yy} &= \sigma_{xx} \\
 \sigma_{zz} &= \omega_p^2 \epsilon_0 \epsilon^\infty \frac{T}{1 - i\omega T} .
 \end{aligned}$$

Der Leitfähigkeitstensor σ_{ij} besitzt somit für die gewählte Geometrie die gyrotrope Form

$$(99) \quad \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} .$$

IV.2. Die Dielektrizitätsfunktion für den dotierten polaren Halbleiter im Magnetfeld

Im vorigen Abschnitt wurde der Leitfähigkeitstensor für ein freies Elektronengas im statischen Magnetfeld berechnet. Diese Betrachtung schließt einen Gittereinfluß nicht ein. In diesem Abschnitt wird bei der Berechnung der Dielektrizitätsfunktion des komplexen Systems - bestehend aus Gitter und Plasma - davon ausgegangen, daß die im Vergleich zu den Elektronen sehr schweren Ionen keine Ablenkung im Magnetfeld erfahren /76/ und somit deren Dielektrizitätsfunktion, wie sie für den magnetfeldfreien Fall bereits abgeleitet wurde, hier unverändert addiert werden kann. Ausgangspunkt für diese Betrachtung ist die Wellengleichung, welche mit dem Ansatz ebener Wellen aus den Rotationsgleichungen des Maxwellfeldes und den Materialgleichungen für den unmagnetischen, nicht optisch aktiven, aber leitenden Kristall abgeleitet wird /112/

$$(100) \quad \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \vec{E} \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{\text{plasma}} = 0$$

mit dem Tensor

$$(101) \quad \epsilon_{\text{plasma}} = \epsilon^{\infty} \mathbb{I} + \frac{i}{\omega \epsilon_0} \sigma \quad .$$

Die Berechnung der Komponenten des elektronischen Dielektrizitätstensors erfolgt mit Hilfe der im vorigen Abschnitt abgeleiteten Komponenten des Leitfähigkeitstensors

$$(102a) \quad \begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon^{\infty} + \frac{i}{\omega \epsilon_0} \sigma_{xx} = \\ &= \epsilon^{\infty} \left(1 + i \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\Gamma - i\omega}{(\Gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2} \right) = \epsilon_{yy} \end{aligned}$$

$$(102b) \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = i \frac{\epsilon^{\infty} \omega_p^2}{\omega} \frac{\omega_c}{(\Gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2}$$

$$(102c) \quad \epsilon_{zz} = \epsilon^{\infty} \left(1 + i \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{1}{\Gamma - i\omega} \right)$$

$$(102d) \quad \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = 0 \quad .$$

Die in den Gleichungen (102a-c) aufgeführten Komponenten enthalten nur den Ladungsträgeranteil. Da davon ausgegangen wird, daß das Gitter durch das Magnetfeld unbeeinflusst bleibt, können die Polarisierung der Gitterkomponenten und die der Elektronen addiert werden, um die Dielektrizitätsfunktion des Gesamtsystems zu erhalten (s. S. 46).

$$(97) \quad \epsilon_{\text{Gesamt}} = \epsilon_{\text{Phonon}} + \epsilon_{\text{Plasma}} - \mathbb{I}$$

ϵ_{Phonon} wird im Fall des isotropen Kristalls zum Skalar, und, ausgedrückt durch die in Abschnitt B. I.2.d. abgeleitete Gl. (25) (jedoch mit Dämpfung) ergibt sich

$$(103) \quad \epsilon_{\text{Phonon}}(\omega) = \epsilon^{\infty} \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} *$$

Daraus errechnen sich die einzelnen Komponenten der Dielektrizitätsfunktion für das Gesamtsystem.

$$(104) \quad \epsilon_{\text{Gesamt}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_{\text{Phonon}} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\text{Phonon}} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\text{Phonon}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} + \epsilon_{\text{Phonon}} - 1 & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} + \epsilon_{\text{Phonon}} - 1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} + \epsilon_{\text{Phonon}} - 1 \end{pmatrix}$$

$$(105) \quad = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}' & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx}' & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}' \end{pmatrix}$$

*Dieser bezüglich der Dämpfung gegenüber Gl. (68) veränderte Ausdruck wurde in Anlehnung an die Arbeit von Palik /71/ gewählt. Eigene Berechnungen haben gezeigt, daß im Rahmen der im Experiment angenommenen Meßgenauigkeit diese Vereinfachung vorgenommen werden kann.

Es ist

$$(106a) \quad \begin{aligned} \epsilon_{xx}' &= \epsilon^\infty \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\delta\omega} + i \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\Gamma - i\omega}{(\Gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2} \right) = \\ &= \epsilon_{yy}' \end{aligned}$$

$$(106b) \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = i \frac{\epsilon^\infty \omega_p^2}{\omega} \frac{\omega_c}{(\Gamma - i\omega)^2 + \omega_c^2}$$

$$(106c) \quad \epsilon_{zz}' = \epsilon^\infty \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\delta\omega} + i \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{1}{\Gamma - i\omega} \right)$$

$$(106d) \quad \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = 0,$$

wobei δ die Phononendämpfung und Γ die Plasmonendämpfung beschreibt.

IV.3. Die Dispersionsbeziehung

Die im letzten Abschnitt angeführte Wellengleichung (100) wird in Komponentendarstellung für ein beliebiges Koordinatensystem geschrieben.

$$(107) \quad \begin{pmatrix} -k_y^2 - k_z^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xx}' & k_x k_y + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xy} & k_x k_z + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xz} \\ k_x k_y + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{yx} & -k_z^2 - k_x^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{yy}' & k_y k_z + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{yz} \\ k_z k_x + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{zx} & k_z k_y + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{zy} & -k_x^2 - k_y^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{zz}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0.$$

Wählt man die Geometrie nach Abb. 16, dann vereinfacht sich (107) mit den Ausdrücken (106d) zu

$$(108) \begin{pmatrix} -k_y^2 - k_z^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xx}' & k_x k_y + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xy} & 0 \\ + k_y k_y - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xy} & -k_z^2 - k_x^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xx}' & 0 \\ 0 & 0 & -k_x^2 - k_y^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{zz}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0$$

Daraus läßt sich die Dispersionsbeziehung für eine in beliebiger Richtung zu $\vec{B}$ (Abb. 17) einfallende elektromagnetische Welle ermitteln.

Wir wollen uns hier auf die beiden gängigen Spezialfälle, den der Faraday- ($\Theta = 0^\circ$) und den der Voigtkonfiguration ($\Theta = 90^\circ$) beschränken.*

IV.3.a. Faradaykonfiguration ($\Theta = 0^\circ$)

(Abb. 18)

$$(109) \quad \vec{k} = (0, 0, k_z)$$

Berücksichtigt man die Festlegung (109) in der Wellengleichung (108), so ergibt dies

$$(110) \begin{pmatrix} -k_z^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xx}' & \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xy} & 0 \\ -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xy} & -k_z^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xx}' & 0 \\ 0 & 0 & \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{zz}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0$$

*Es existiert eine dritte, der Voigtkonfiguration ähnliche Geometrie, die Azbel-Kaner-Konfiguration, welche jedoch für Volumenmoden keine über die Voigtgeometrie hinausgehende Bedeutung besitzt. (Bilz, Kly).

Aus (110) folgt mit dem Brechungsindex $N = \frac{c k_z}{\omega}$ die nichttriviale Lösung des Gleichsystems durch Nullsetzen der Determinante.

$$(111) \quad \begin{vmatrix} \epsilon_{xx}' - N^2 & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx}' - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}' \end{vmatrix} = 0$$

Dies führt zu einer quadratischen Gleichung in N^2 mit den Lösungen

$$(112) \quad \begin{aligned} N_1^2 &= \epsilon_{xx}' + i \epsilon_{xy} \\ N_2^2 &= \epsilon_{xx}' - i \epsilon_{xy} \end{aligned} .$$

Diese beiden Brechungsindizes bzw. Dielektrizitätsfunktionen beschreiben die Dispersion zweier Moden mit unterschiedlicher Polarisations-eigenschaft und im allgemeinen unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit.

Es wird folgende Festlegung getroffen (die später begründet wird):

$$(113a) \quad N_1^2 := \epsilon_+$$

$$(113b) \quad N_2^2 := \epsilon_- .$$

Für die Betrachtung der Polarisationszustände der beiden mit $\varepsilon_{\pm}$ bezeichneten Moden folgt aus (110)

$$(114a) \quad (\varepsilon_{xx}' - N_{12}^2) E_x + \varepsilon_{xy} E_y = 0$$

$$(114b) \quad -\varepsilon_{xy} E_x + (\varepsilon_{xx}' - N_{12}^2) E_y = 0$$

$$(114c) \quad \varepsilon_{zz}' E_z = 0$$

Aus (114c) folgt: $E_z = 0$; $D_z = \varepsilon_0 \varepsilon^{\infty} E_z = 0 \Rightarrow D_z = 0$, d.h. die beiden Moden breiten sich in z-Richtung aus.

$$\text{Aus (114a)} \quad \text{folgt: } -\varepsilon_{xy} E_y = (\varepsilon_{xx}' - N_{12}^2) E_x$$

$$(115) \quad \frac{D_y}{D_x} = \frac{E_y}{E_x} = - \frac{\varepsilon_{xx}' - N_{12}^2}{\varepsilon_{xy}}$$

$$\text{Mode } N_1^2: = \varepsilon_+ = \varepsilon_{xx}' + i \varepsilon_{xy}$$

$$(116a) \quad \left(\frac{E_y}{E_x} \right) = + i \quad \text{rechtszirkular d.h. linksdrehend nach /112/}$$

$$\text{Mode } N_2^2: = \varepsilon_- = \varepsilon_{xx}' - i \varepsilon_{xy}$$

$$(116b) \quad \left(\frac{E_y}{E_x} \right) = - i \quad \text{linkszirkular d.h. rechtsdrehend nach /112/}$$

Die Verwendung der Gl. (114b) führt wegen Gl. (112) zum gleichen Ergebnis.

Beide Moden sind also zirkular polarisiert. Je nach Vorzeichen läuft das elektrische Feld der zirkularen Moden und das Feld der Ladungsträger in gleicher oder entgegengesetzter Richtung /29/. Die Elektronen "sehen" also, je nachdem, ob sie auf den Landaubahnen dem rotierenden Feld entgegen oder hinterher eilen, den gleichen Feldzustand häufiger bzw. seltener als es der Frequenz des von außen angelegten Feldes entspricht. Befinden sich Ladungsträger und elektrisches Feld genau in Phase ($\omega = \omega_c$), so tritt Zyklotronresonanz ein.

Entsprechend der Umlaufrichtung werden die beiden Moden daher als zyklotronresonanzinaktive (CRI = $\mathcal{E}_+$) bzw. zyklotronresonanzaktive (CRA = $\mathcal{E}_-$) bezeichnet /113/. Setzt man die Werte für die einzelnen Komponenten der Dielektrizitätsfunktion ein (Gl. 106), so erhält man

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_+ &= \mathcal{E}_{xx}' + i \mathcal{E}_{xy} = \\
 (117a) \quad &= \mathcal{E} \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i \gamma \omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{1}{\omega + \omega_c + i \Gamma} \right)
 \end{aligned}$$

↑

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_- &= \mathcal{E}_{xx}' - i \mathcal{E}_{xy} = \\
 (117b) \quad &= \mathcal{E} \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i \gamma \omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{1}{\omega - \omega_c + i \Gamma} \right)
 \end{aligned}$$

↑

IV.3.b. Voigtkonfiguration ($\theta = 90^\circ$)

(Abb. 19)

$$(118) \quad \vec{k} = (k_x, 0, 0)$$

Aus der Festlegung der Geometrie (Gl. 118) folgt für die Wellengleichung

$$(119) \quad \begin{pmatrix} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xx}' & \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xy} & 0 \\ -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xy} & -k_x^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{xx}' & 0 \\ 0 & 0 & -k_x^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{zz}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0$$

und daraus als Lösung des Gleichungssystems wiederum eine quadratische Gleichung in N^2 . Es existieren auch in Voigtkonfiguration zwei Normalmoden mit unterschiedlicher Polarisierung und Phasengeschwindigkeit.

$$(120a) \quad N_1^2 = \frac{\epsilon_{xx}'^2 + \epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}'} = \frac{2 \epsilon_+ \epsilon_-}{\epsilon_+ + \epsilon_-}$$

mit $\epsilon_{\pm}$ aus Gl. (117a, b).

$$(120b) \quad N_2^2 = \epsilon_{zz}'$$

Im Vorgriff auf die weiteren Betrachtungen wird die Festlegung getroffen

$$(121) \quad \begin{aligned} N_1^2 &:= \epsilon_{\perp} \\ N_2^2 &:= \epsilon_{\parallel} \end{aligned}$$

Mit $k_x^2 = k^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 N_1^2$ bzw. $= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 N_2^2$ ergibt die Wellengleichung (119)

$$\begin{aligned} (122a) & \quad \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}' & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx}' - N_{12}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}' - N_{12}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \\ (122b) & \quad \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}' & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx}' - N_{12}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}' - N_{12}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \\ (122c) & \quad \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}' & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx}' - N_{12}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}' - N_{12}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \end{aligned}$$

Aus (122a) folgt:

$$(123a) \quad \epsilon_{xx}' E_x + \epsilon_{xy} E_y = 0$$

Aus (122b) folgt:

$$(123b) \quad -\epsilon_{xy} E_x + (\epsilon_{xx}' - N_{12}^2) E_y = 0$$

Aus (122c) folgt:

$$(123c) \quad (\epsilon_{zz}' - N_{12}^2) E_z = 0$$

Aus (123a) folgt:

$$\left(\frac{E_y}{E_x} \right)_{12} = - \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}'}$$

Aus (123b):

$$\left(\frac{E_y}{E_x} \right)_{12} = \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}' - N_{12}^2}$$

$$\alpha) \left(\frac{E_y}{E_x} \right)_1 = - \frac{\epsilon_{xx}'}{\epsilon_{xy}}$$

$$\beta) \left(\frac{E_y}{E_x} \right)_2 = \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}' - \epsilon_{zz}'}$$

Aus (123c): $(E_z)_1 = 0$; $(E_z)_2$ kann $\neq 0$ sein.

Im allgemeinen Fall der Einstrahlung mit unpolarisiertem Licht resultiert hieraus für beide Fälle eine Mode mit elliptischer Polarisation, da die entsprechenden Komponenten von $\vec{\epsilon}$ komplexe bzw. imaginäre Größen darstellen (s. Gl. 106). Die Mode 1 ist wegen $E_z = 0$ rein transversal. Im Experiment wird in Voigtkonfiguration üblicherweise linear polarisiertes Licht mit folgender Polarisationsrichtung verwendet

$\alpha)$ $E_x = 0$, $E_y \neq 0$, $E_z = 0$, d.h. $\vec{E} \perp \vec{B}$ (Abb. 20a), das entspricht transversal-magnetischer bzw. TH-Polarisation.

$\beta)$ $E_x = 0$, $E_y = 0$, $E_z \neq 0$, d.h. $\vec{E} \parallel \vec{B}$ (Abb. 20b), das entspricht transversal-elektrischer bzw. TE-Polarisation.

Der Fall $\alpha)$ ist gerade identisch mit der Mode 1, der Fall $\beta)$ mit der Mode 2.

Setzt man die Werte für die ϵ_{ij} -Komponenten (Gl. 106) ein, so erhält man für Mode 2:

$$(124) \quad \epsilon_{11} = N_2^2 = \epsilon_{22}' = \epsilon^\infty \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma)} \right)$$

Diese Mode ist magnetfeldunabhängig; sie wird in der Literatur als außerordentliche Voigtwelle bezeichnet /92/.

Für die Mode 1, die ordentliche Voigtwelle /92/, gilt nach (120a)

$$\epsilon_{\perp} = N_1^2 = \frac{2\epsilon_+ \epsilon_-}{\epsilon_+ + \epsilon_-} \quad ,$$

woraus mit Hilfe der Ausdrücke (117a, b) nach längerer Rechnung folgt /91/

$$(125a) \quad \epsilon_{\perp} = \epsilon^\infty \left[\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma)} \{1 - E\} \right]$$

mit

$$(125b) \quad E := \frac{\omega \omega_c^2 (\omega_L^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}{(\omega - i\Gamma) D}$$

und

$$(125c) \quad D := \left\{ \omega_p^2 - \omega(\omega - i\Gamma) + \frac{\omega \omega_c^2}{\omega - i\Gamma} \right\} \times \\ \times (\omega_L^2 - \omega^2 - i\gamma\omega) - \omega_p^2 (\omega_L^2 - \omega_T^2)$$

IV.4. Diskussion der (ungedämpften) Dispersionskurven

IV.4.a. Faradaykonfiguration

Nach Gl. (117a, b) gilt für die frequenzabhängige Dielektrizitätsfunktion (ohne Dämpfung)

$$(126) \quad \left| \varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{yx}' \pm i \varepsilon_{xy} = \varepsilon^{\infty} \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)} \right) \right|$$

Diese Gleichung besitzt einen Pol an der Stelle

$$\omega = \omega_T$$

darüberhinaus folgt für die Mode ε_- ein zusätzlicher Pol bei

$$\omega = \omega_c$$

Zur Feststellung der Nullstellen muß Gl. (126) in die Dispersionsbeziehung

$$(127) \quad \left| k^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon(\omega) \right|$$

eingesetzt und der Wellenvektor $k = 0$ gesetzt werden. Dies ergibt eine Gleichung 4. Grades

$$(128) \quad \omega^4 \pm \omega^3 \omega_c - \omega^2 (\omega_L^2 + \omega_p^2) \mp \omega \omega_c \omega_L^2 + \omega_p^2 \omega_T^2 = 0$$

welche nur numerisch gelöst wurde. Als Lösung ergeben sich zwei positive ω -Werte, welche den Schnittpunkt der Dispersionszweige mit der ω -Achse festlegen. Der zusätzliche Term ω_p^2 im Nenner von Gl. (126) läßt eine

*Zusammen mit Gl. (126) siehe Abb. e, S. 3

Verschiebung der ursprünglichen Nullstellen zu tieferen bzw. höheren Wellenzahlen erwarten. An der für die Mode $\underline{\epsilon}$ zusätzlich erscheinenden Nullstelle bei $\omega = \omega_c$ tritt für $k \rightarrow \infty$ Zyklotronresonanz ein. Daher wird diese Mode als cyclotron-resonance-active Mode (CRA) bezeichnet. Unterhalb der Polstelle nimmt ϵ sehr hohe positive Werte (>1000) an, welche ein positives Minimum durchlaufen; diese neu entstandene, hier nicht weiter behandelte transversale Mode wird als Helikonwelle* bezeichnet /69/114-117/. Üblicherweise liegt sie, entsprechend den niedrigeren Magnetfeldstärken und den höheren effektiven Ladungsträgermassen im Mikrowellengebiet.

Im Folgenden soll für drei GaAs-Kristalle unterschiedlicher Dotierung, d.h. mit verschiedenen Plasmaresonanzfrequenzen, die Veränderung von Dielektrizitätsfunktion und Dispersion anhand von schematischen Zeichnungen gezeigt werden. Die Dispersionskurven gelten für ein Feld von 10 Tesla. Bei konstant vorausgesetzter effektiver Elektronenmasse von $0,075 \cdot m_0$ ergibt dies eine Zyklotronfrequenz von ca. 130 cm^{-1} .

Abb. 21: Wegen der geringen Elektronendichte ist die Plasmaresonanzfrequenz niedrig gegenüber der des longitudinalen Phonons; die Kopplung beider Moden ist daher gering. Da das Magnetfeld nur das Plasma beeinflusst und der plasmaartige Anteil des oberen Dispersionszweiges vernachlässigt werden kann, wird bei diesem Polaritonenast keine Verschiebung eintreten.

Eine Veränderung ist jedoch für beide zirkular polarisierten Wellen beim unteren Ast zu erkennen. Für die CRI-Mode beginnt dieser nicht mehr bei der Plasmaresonanzfrequenz ω_p sondern bei $\omega = 0$, für die CRA-Mode erscheint unterhalb von ω_c die Helikonwelle, der obere Zweig mündet in die Stelle $\omega = \omega_c$.

*da sie sich auf einer Helix fortbewegt und Teilcheneigenschaften besitzt.

Abb. 22 : Die Plasmaresonanzfrequenz befindet sich nun weit oberhalb der Reststrahlenbande; der untere Plasmaritonenast ist nahezu identisch mit dem des TO-Phonons, der obere wird (fast) ausschließlich durch das Plasma bestimmt. Der untere Zweig wird bei keiner der beiden Polarisationsrichtungen durch das Feld beeinflusst (die Polstelle bei $\omega = \omega_T$ kann er für $\omega_c < \omega_T$ nicht überschreiten). Der obere Ast zeigt, je nach Polarisationszustand der einfallenden Strahlung, die erwartete Verschiebung zu höheren bzw. zu tieferen Frequenzen. Bei der CRA-Mode erscheint wiederum die beschriebene Helikonwelle unterhalb von ω_c .

Abb. 23, 24a, b, c (Abb. 23 beinhaltet in einer Darstellung die Zeichnung 24a, b, c.): Die Plasmaresonanzfrequenz soll jetzt in der Größenordnung der Reststrahlenbande liegen; das bedeutet maximale Kopplung. Dadurch erhält man zwei Plasmaritonenäste, die beide einen erheblichen Plasmaanteil besitzen (24a). Beide Äste erfahren - wie erwartet - starke Veränderungen durch das Magnetfeld (24b, c). Bei rechtszirkular polarisiertem Licht sind sie merklich zu tieferen (Abb. 24b), bei linkszirkular polarisiertem Licht zu höheren Wellenzahlen verschoben. Bei der CRA-Mode ist unterhalb des Pols $\omega = \omega_c$ die Helikonmode zu erkennen. Diese ist infolge der Kopplung mit dem Plasmariton in ihren Eigenschaften verändert. Obwohl sie primär durch die Stärke des Feldes bestimmt wird (Lage des Pols bei $\omega = \omega_c$), wird der Verlauf ihres Dispersionszweiges auch durch die dielektrischen Eigenschaften des Kristalls beeinflusst. Dies ist bei Vergleich der einzelnen Abbildungen 21, 22, 23 ersichtlich.

Nach der Besprechung dieser speziellen Fälle läßt sich die der Palikarbeit entnommene Übersichtszeichnung (Abb. 24d) für einen Kristall mit mittlerer Dotierung ($\omega_p = 0,5\omega_T$) leichter verständlich machen. Eingezeichnet sind Nullstellen ($\epsilon_{\pm} = 0$) der Dielektrizitätsfunktion und Pole für CRI- und CRA-Moden; die schraffierten Bereiche entsprechen den Reststrahlenbanden.

CRI: der untere Ast der Reststrahlenbande wird mit wachsendem Magnetfeld (steigendem $|\omega_c|$) schmaler, der obere wird bei der von Palik gewählten Ladungsträgerkonzentration weniger beeinflusst.

CRA: es sind grundsätzlich für jede Feldstärke zwei Pole vorhanden.

Links von der ω -Geraden existieren die (gekoppelten) Helikonmoden.

Ist $\omega_c > \omega_T$, so überschneidet der Helikonbereich den der Reststrahlenbande und spaltet in zwei Dispersionszweige auf. Hierzu - man würde für GaAs und ähnliche Halbleiterverbindungen Felder über 25 T benötigen - sind weder theoretische, noch experimentelle Arbeiten bekannt.

IV.4.b. Voigtkonfiguration

Die Dielektrizitätsfunktion wird je nach Polarisationsrichtung durch die in Gl. (124) und (125) abgeleiteten Ausdrücke (ohne Dämpfung) beschrieben.

(124)

$$\epsilon_{||} = \epsilon^{\omega} \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

(125)

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon^{\omega} \left[\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega} \{1 - E\} \right]$$

$$E = \frac{\omega_c^2 (\omega_L^2 - \omega^2)}{D}$$

$$D = \{ \omega_p^2 - \omega^2 + \omega_c^2 \} (\omega_L^2 - \omega^2) - \omega_p^2 (\omega_L^2 - \omega_T^2)$$

*Zusammen mit Gl. (127) siehe Abb. f, S. 3

Die durch $\epsilon_{\parallel}$ festgelegte Mode 2 bedarf keiner weiteren Diskussion, da sie durch das Magnetfeld nicht beeinflusst wird.

Anders liegt der Fall bei TH-Polarisation, wenn der $\vec{E}$ -Vektor der einfallenden Welle senkrecht auf $\vec{B}$ bzw. senkrecht auf der z-Richtung steht (Abb. 20).

Die Dielektrizitätsfunktion besitzt nun neben dem bisherigen Pol bei $\omega = \omega_T$ eine weitere Polstelle, welche durch die Bedingung $D=0$ bestimmt wird. Dies ergibt

$$(129) \quad 2 \omega_{\pm}^2 = (\omega_L^2 + \omega_p^2 + \omega_c^2) \pm \left[(\omega_L^2 + \omega_p^2 + \omega_c^2)^2 - 4 (\omega_c^2 \omega_L^2 + \omega_p^2 \omega_T^2) \right]^{1/2}.$$

Es existieren anstelle von bisher 2 Nullstellen jetzt 4 Nullstellen.

Die Werte der Nullstellen erhält man durch Einsetzen von Gl. (125) in die Dispersionsrelation (127) für $k = 0$.

$$(130) \quad \omega^8 - 2 \omega_L^2 \omega^6 + \omega^4 (\omega_L^4 - \omega_p^4) + 2 \omega_p^4 \omega_T^2 \omega^2 - \omega_p^4 \omega_T^4 = 0$$

Diese Gleichung achten Grades wurde wiederum nur numerisch gelöst. Man erhält 4 positive ω -Werte.

Der Verlauf der Dielektrizitätsfunktion und der zugehörigen Dispersionszweige ist, wie bei Faradaykonfiguration, für drei Halbleiter mit unterschiedlicher Ladungsträgerkonzentration, d.h. unterschiedlicher Plasmaresonanzfrequenz dargestellt (Abb. 25, 26, 27, 28). Die Kurven gelten ebenfalls für ein Feld von 10 Tesla (ω_c ca. 130 cm^{-1}).

Auch hier wird sich zeigen, daß die Veränderung durch das Magnetfeld umso stärker wird, je größer der Plasmaanteil an der betrachteten Mode ist.

Durch die zusätzlichen Pole kann in dieser Geometrie eine Resonanzspaltung beider Plasmaritonenäste $\omega_{\pm}$ in $\omega_{\pm 0}$ eintreten. Die Nullstellen stimmen für $k = 0$ mit den entsprechenden Nullstellen in Fara-

daykonfiguration überein, da an der Stelle $k = 0$ kein Geometrieunterschied mehr eingeht. Durch die Kopplung ist eine neue Elementaranregung entstanden, die wir als Magnetoplasmariton bezeichnen wollen. Sie ist entstanden durch die Wechselwirkung von vier Elementaranregungen, nämlich von Phonon, Photon, Plasmon und Zyktron.

Abb. 25: Die geringe Elektronenkonzentration hat eine niedrige Plasmaresonanzfrequenz und somit nur schwache Wechselwirkung zwischen den einzelnen Moden zur Folge. Der untere der Plasmaritonenzweige spaltet in zwei Äste auf; die Schnittpunkte der beiden entstehenden Magnetoplasmaritonenzweige mit der ω -Achse fallen mit den Nullstellen der ebenfalls gekoppelten und somit aufgespaltenen longitudinalen Magnetoplasmonen zusammen. Wegen der geringen Plasmaresonanzfrequenz ist jedoch der untere dieser beiden Zweige identisch mit der k -Achse. Der gegenüber dem magnetfeldfreien Fall neu entstandene Pol befindet sich knapp unterhalb der oberen Nullstelle ω_0 .

Abb. 26: Hohe Elektronenkonzentration und somit hohe Plasmaresonanzfrequenz haben die Lage beider Plasmaritonenzweige stark beeinflusst. Der untere mit dem TO-Phonon zusammenfallende Ast bleibt im Magnetfeld unverändert. Der obere Dispersionszweig spaltet in bekannter Weise auf.

Abb. 27, 28a, b (Abb. 27 beinhaltet in einer Zeichnung die Darstellungen aus Abb. 28a und b.): Die Plasmaresonanzfrequenz liegt in der Größenordnung der Phononenfrequenzen; es handelt sich um den Fall maximaler Kopplung.

Beide Plasmaritonenzweige spalten stark auf. Sie fallen auf der ω -Achse mit den durch Gl. (130) beschriebenen Nullstellen der gekoppelten Magnetoplasmonen zusammen. Für $k \rightarrow \infty$ laufen die untersten 3 der 4 Dispersionszweige gegen Pole, der oberste geht in die Dispersionsgerade des Photons über. Das bedeutet jedoch, daß auch über den k -Bereich von Polaritonen und Plasmaritonen hinaus ($k > 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$) nicht nur ein longitudinales Magnetoplasmon, sondern auch eine neue transversale Elementaranregung vorhanden ist.

Als Meßmethode hierfür wäre Neutronenstreuung bzw. Ramanstreuung bei großem Winkel geeignet. Zu berücksichtigen ist hierbei, daß die gesamte Ableitung auf der Annahme beruht, daß Polaritonen durch das Magnetfeld nicht beeinflußt werden.

Die für diese Geometrie und Polarisierung von Palik erstellte Zeichnung wird in Abbildung 29 wiedergegeben. Im günstigsten Fall existieren vier Reststrahlenbereiche gleichzeitig (für einen Halbleiter mit $\omega_p \sim \omega_L$ wäre dies noch deutlicher), welche magnetfeldabhängig sind. Bei hohen Feldern ($\omega_c > \omega_T$) läuft die ω_{-0} -Bande in den unteren Reststrahlenbereich der oberen Mode. Auch hierzu sind bisher keine Arbeiten bekannt.

IV.5. Einfluß der Dämpfung

Beide Dämpfungsparameter wurden, der Übersichtlichkeit wegen, aus der vorangegangenen Diskussion herausgehalten. Bezieht man sie mit ein, so erhält man für den Grenzfall der rein räumlichen Dämpfung Umkehrpunkte und rückläufige Zweige, deren Verlauf durch die Größen δ und Γ bestimmt wird. Hierzu gelten analoge Betrachtungen, wie sie in Abschnitt III.1., III.2. bereits angestellt wurden.

C) THEORIE DER OBERFLÄCHENWELLEN

Die bis jetzt behandelten Moden breiten sich als ebene Wellen in einem unendlich ausgedehnten Dielektrikum aus. Neben diesen homogenen Lösungen, welche die Ausbreitung der ebenen Wellen im Kristallinneren beschreiben, lassen die Maxwellgleichungen auch inhomogene Lösungen zu. Die entsprechenden Moden stellen Oberflächenwellen dar, die sich entlang der Trennfläche zweier Medien fortpflanzen und deren Amplituden senkrecht zur Oberfläche exponentiell abfallen.

Ihre erste theoretische Behandlung geht auf Rayleigh zurück; entscheidende Phänomene wurden Anfang dieses Jahrhunderts bei der Ausbreitung Hertzscher Wellen entlang der Erdoberfläche studiert und theoretisch formuliert /118-120/.

Bereits 1941 postulierte dann Fano /122/ die Existenz ähnlicher Wellen in optischen Frequenzbereichen.

Im Gegensatz zu den Volumenmoden sind bei der Ableitung der Dispersionsrelation von Oberflächenwellen zwei Medien mit optisch unterschiedlichen Eigenschaften zu berücksichtigen. Da sich ein Teil der Welle im Kristall, der andere Teil im Medium ausbreitet, müssen die Stetigkeitsbedingungen der Maxwellgleichungen bei der Ableitung mit einbezogen werden.

Entsprechend den Kollektivanregungen der Gitteratome im Volumen bezeichnet man die Kollektivanregungen an der Trennfläche als Oberflächenphononen bzw. Oberflächen-Phononpolaritonen und die Kollektivanregungen des Elektronengases als Oberflächenplasmonen /123/.

Im Folgenden wird die Dispersionsrelation für Oberflächenwellen an einem halbumendlichen isotropen Kristall abgeleitet. Der Einfluß der Gestalt des Kristalls auf die Verschiedenheit der Lösungen, bedingt durch die modifizierten Stetigkeitsbedingungen bei kugel- bzw. zylinderförmigen Mikrokristallen und dünnen Schichten wird ausführlich in /124-127/ behandelt.

Zusammenfassende Darstellungen über den historischen Ablauf, über die Theorie von Oberflächenwellen und die experimentellen Untersuchungsmethoden findet man in /80/121/128-141/. Charakteristische Ergebnisse sind bei der Betrachtung im Magnetfeld zu erwarten, wo die Dispersionsäste aufspalten, Stoppunkte besitzen und von der Richtung des Wellenvektors abhängen.

I. ABLEITUNG DER DISPERSIONSRELATION

Auf eine nochmalige Betrachtung der frequenzabhängigen Dielektrizitätsfunktion von Polaritonen, Plasmaritonen und Magnetoplasmaritonen kann verzichtet werden, da hierfür die in Abschnitt B abgeleiteten Beziehungen unverändert gelten. Dies ist möglich, weil die Eindringtiefe bei Volumenmoden in der Größenordnung der Wellenlänge liegt /80/.

Der Ableitung der Dispersionsbeziehung liegt die in Abb. 31 dargestellte Anordnung der Medien zugrunde /142/.

Die elektromagnetischen Wellen bewegen sich in x-Richtung entlang der Grenzfläche bei $z = 0$. Den unteren Halbraum nimmt ein Dielektrikum a, den oberen ein Dielektrikum b ein; das optische Verhalten beider Medien ist gekennzeichnet durch die komplexen Dielektrizitätsfunktionen

$$(131) \quad \tilde{\epsilon}_{a,b}(\omega) = \epsilon_{a,b}^{(1)} + i \epsilon_{a,b}^{(2)}.$$

Die mit einer Tilde versehenen Größen stellen komplexe Größen dar, durch die hochgestellten Indizes werden jeweils Real- und Imaginärteil beschrieben. Die Lösungen der Maxwellgleichungen liefern bei Berücksichtigung der Randbedingungen an der Stelle $z=0$ für beide Medien die Dispersionsrelation der Oberflächenanregungen.

Sie beschreiben Wellen, die sich in x-Richtung fortpflanzen und deren Amplituden in beiden Medien exponentiell zur Grenzfläche abfallen (Abb. 30).

Aus den Maxwellgleichungen und den Stetigkeitsforderungen an der ebenen Trennfläche $z = 0$ folgt für die elektrische und magnetische Feldstärke bei Ausbreitung der inhomogenen Oberflächenwellen in x-Richtung (Abb. 31) /121/

$$\vec{E}_{a,b} = \vec{E}_0 \begin{pmatrix} 1, 0, \frac{-\tilde{k}_x}{\tilde{k}_{a,b,z}} \end{pmatrix} \times$$

(132a)

$$\times \exp [i (\tilde{k}_{a,b,x} x + \tilde{k}_{a,b,z} z - \omega t)]$$

mit den komplexen Wellenvektoren

$$(132b) \quad \tilde{k}_{a,b,z} = k_{a,b,z}^{(1)} + i k_{a,b,z}^{(2)}$$

$$(132c) \quad \tilde{k}_{a,z} = k_{a,z}^{(1)} + i k_{a,z}^{(2)} ;$$

weiterhin folgt aus den Maxwellgleichungen

$$(133) \quad \vec{H}_{a,b} = \frac{\omega}{c} \vec{E}_0 \begin{pmatrix} 0, \frac{\tilde{\epsilon}_{a,b}}{\tilde{k}_{a,b,z}}, 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \exp [i (\tilde{k}_x x + \tilde{k}_{a,b,z} z - \omega t)]$$

mit dem Wellenvektor in x-Richtung, welcher die Dispersion beschreibt
/143/

$$(134a) \quad \tilde{k}_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\tilde{\epsilon}_a(\omega) \tilde{\epsilon}_b(\omega)}{\tilde{\epsilon}_a(\omega) + \tilde{\epsilon}_b(\omega)} \right)^{\frac{1}{2}}$$

und

$$\begin{aligned}
 \tilde{k}_{a,z} &= - \frac{\omega}{c} \left(\tilde{\epsilon}_a - \tilde{k}_x^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \\
 (134b) \quad &= - \frac{\omega}{c} \frac{\tilde{\epsilon}_a}{\left(\tilde{\epsilon}_a + \tilde{\epsilon}_b \right)^{\frac{1}{2}}}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{k}_{b,z} &= \frac{\omega}{c} \left(\tilde{\epsilon}_b - \tilde{k}_x^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \\
 (134c) \quad &= \frac{\omega}{c} \frac{\tilde{\epsilon}_b}{\left(\tilde{\epsilon}_a + \tilde{\epsilon}_b \right)^{\frac{1}{2}}} .
 \end{aligned}$$

Die Vorzeichen von $\tilde{k}_{a,b,z}$ folgen aus der Forderung, daß die elektrischen Felder aus Gl. (132a) für $z \rightarrow \infty$ exponentiell gegen Null gehen müssen (132a).

Oberflächenwellen sind transversal magnetisch, d.h. TH-polarisiert (s. Gl. 132); dies ist einsichtig, da nur im TH-Fall die Ionenbewegung eine Oberflächenladungsdichte $\sigma \approx (E_{az} - E_{bz})$ induziert.

Die unterschiedlichen Arten von Grenzwellen werden durch die Beschaffenheit der Dielektrizitätsfunktion beider Medien bestimmt. Dafür wird die folgende Fallunterscheidung vorgenommen:

a) beide Dielektrika sind verlustfrei; damit werden die Imaginärteile von $\tilde{\epsilon}$ zu Null.

$$(135a) \quad \epsilon_a^{(2)}(\omega) = \epsilon_b^{(2)}(\omega) = 0$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{\epsilon}_a(\omega) &= \epsilon_a^{(1)}(\omega) \\
 (135b) \quad \tilde{\epsilon}_b(\omega) &= \epsilon_b^{(1)}(\omega)
 \end{aligned}$$

2) $\epsilon_a^{(1)}$ und $\epsilon_b^{(1)}$ sollen entgegengesetztes Vorzeichen besitzen. Da entsprechend der Forderung für das Dielektrikum über dem Kristall $\epsilon_b > 1$ verlangt wird, ist die Konsequenz ein negatives ϵ_a .

Für $k_{a,b,z}$ gilt dann nach (134b, c)

$$(136) \quad \begin{aligned} \tilde{k}_{a,z} &= -i k_{a,z}^{(2)} := -i \alpha_a \\ \tilde{k}_{b,z} &= i k_{b,z}^{(2)} := i \alpha_b \end{aligned}$$

mit den positiven Größen $\alpha_{a,b}$. Der Vergleich mit Gl. (132a) ergibt unmittelbar die exponentiell abfallenden Amplituden.

Forderung (136) ist allerdings nur für $\epsilon_a(\omega) < \epsilon_b(\omega)$ erfüllt. Dadurch beschränkt Gl. (136) den Existenzbereich von Oberflächenpolaritonen bei reellen k_z -Werten auf den Frequenzbereich negativer $\epsilon_a(\omega)$ -Werte. Wie in Abschnitt B. I.2.d. nachgewiesen wurde, ist dies gerade der Bereich der Reststrahlenbanden. Oberflächenwellen können sich somit in jenen Bereichen ausbreiten, in welchen dies für Volumenwellen nicht möglich ist.

Diese so beschriebenen Moden mit TH-Polarisation, die sich wellenartig entlang der Grenzfläche ausbreiten, werden Fanowellen genannt.

Ihre Grenzfrequenz ω_d , d.h. der Frequenzbereich, in welchem die retardierten Oberflächenpolaritonen in die unretardierten Oberflächenphononen übergehen, ist in Gleichung (134a) enthalten.

$$(137) \quad k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\epsilon_a \epsilon_b}{\epsilon_a + \epsilon_b} \quad \text{für } k_x \rightarrow \infty$$

$$\implies \epsilon_a(\omega_s) = -\epsilon_b.$$

$\beta)$ $\epsilon_a^{(1)}(\omega)$ und $\epsilon_b^{(1)}(\omega)$ sind beides positive (reelle) Größen. Damit handelt es sich um Wellen, die im Gegensatz zu den unter $\alpha)$ genannten Fanowellen nicht an die Oberfläche gebunden sind; ihre Amplitude fällt nicht mit dem Abstand von der Oberfläche ab. Sie stellen mit einer einfallenden und einer gebrochenen Welle den Brewsterfall der Reflexionsfreiheit dar und werden in Anlehnung daran als Brewsterwellen bezeichnet. Ihre Behandlung als Oberflächenwellen verdanken sie der Tat-

sache, daß ihre Beschreibung formal durch die vorher abgeleiteten Beziehungen möglich ist /144/. Darüberhinaus erfüllen sie das Kriterium, daß sich jeweils nur *eine* elektromagnetische Welle in jedem Medium befinden darf. Die zugehörigen Wellenvektoren in z-Richtung sind reelle Größen mit ungleichem Vorzeichen.

$$\tilde{\kappa}_{a z} = \kappa_{a z}^{(1)}$$

$$\tilde{\kappa}_{b z} = \kappa_{b z}^{(1)}.$$

Die unter diesen Voraussetzungen vorkommenden Oberflächenanregungen werden in Abb. 32 dargestellt. Nach Zeichnung gilt

$$\begin{aligned} (138) \quad \operatorname{tg} \Theta_B &= \frac{\kappa_x}{\kappa_z} = \left(-\frac{\epsilon_a^{(1)}(\omega)}{\epsilon_b^{(1)}(\omega)} \right)^{\frac{1}{2}} = \\ &= (\operatorname{tg} \Theta_a)^{-1}; \quad \Theta_a + \Theta_B = 90^\circ. \end{aligned}$$

Im Medium b tritt eine einfallende, im Medium a eine gebrochene Welle auf; es existiert keine reflektierte Welle.

b) Im Fall a) waren beide Medien durch reelle Dielektrizitätsfunktionen beschrieben worden. Während Medium b weiterhin als verlustfrei angenommen wird, $\tilde{\epsilon}_b(\omega) = \epsilon_b^{(1)}(\omega)$, gelte für Medium a nun

$$\tilde{\epsilon}_a(\omega) = \epsilon_a^{(1)}(\omega) + \epsilon_a^{(2)}(\omega)$$

Die entstehenden Moden können nicht mehr nach Brewster- und Fanowellen unterschieden werden. Sie sind für positive und negative $\epsilon_a^{(1)}(\omega)$ an die Oberfläche gebunden, d.h. auch die Brewsterwellen verhalten sich jetzt wie echte Oberflächenwellen. Diese unter Einbeziehung einer Dämpfung entstehenden Oberflächenanregungen werden im Fall $\epsilon_b \approx 1$, $\epsilon_a \gg \epsilon_b$ als Zenneckwellen bezeichnet.

II. DISPERSION VON OBERFLÄCHEN-PHONONPOLARITONEN

Bei den meisten experimentellen Anordnungen - auch den in der vorliegenden Arbeit - entspricht dem Medium a der zu untersuchende Kristall mit $\epsilon_m(\omega)$; an der Stelle des Dielektrikums b befindet sich Luft (dafür wird $N = 1$ gesetzt). Dies führt zu einer Vereinfachung der Gl. (134a, b, c).

$$(139a) \quad \tilde{k}_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\tilde{\epsilon}_m(\omega)}{\tilde{\epsilon}_m(\omega) + 1}$$

$$(139b) \quad \tilde{k}_m^2 = k_x^2 \tilde{\epsilon}_m(\omega)$$

$$(139c) \quad \tilde{k}_{\text{Luft}}^2 = \tilde{k}_x^2 [\tilde{\epsilon}_m(\omega)]^{-1}$$

Die Dispersion von Oberflächenpolaritonen erhält man durch Einsetzen der entsprechenden Dielektrizitätsfunktion für den undotierten Halbleiter (Gl. 25), welche in Abschnitt B. I.2.c. abgeleitet worden war, in Gleichung (139a).

Die Dämpfungseffekte werden vorerst vernachlässigt - die Formeln ergeben daher die Dispersion von Fano- und Brewsterwellen, wie sie in Abbildung 33 schematisch dargestellt sind. Die Figur zeigt deutlich das Auftreten der Fanowelle mit ihrer Grenzfrequenz innerhalb der Reststrahlenbande und jene der beiden Brewsterzweige außerhalb dieses Gebiets. Für große k_x -Werte läuft die Dispersionskurve asymptotisch gegen die Grenzfrequenz, welche festgelegt ist durch die Bedingung (Gl. 137)

$$\epsilon_a(\omega_s) = -\epsilon_b \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_m(\omega_s) = -1.$$

Bezieht man die Phononendämpfung mit ein, so erscheinen - wie bei Volumenpolaritonen im Grenzfall der rein räumlichen Dämpfung Umkehrpunkte und Umkehrzweige, wie dies in Abb. 34 angedeutet ist.

III. DISPERSION VON OBERFLÄCHENPLASMARITONEN

Für den dotierten Halbleiter erhält man die Dispersion seiner Oberflächenplasmaritonen dann, wenn man in der Dispersionsbeziehung (139) die in Abschnitt B. II.1. ermittelte Dielektrizitätsfunktion (62) für das gesamte System, bestehend aus Gitter und Elektronengas, verwendet. Bereits bei der Diskussion der Volumenmoden waren in diesem gekoppelten Fall zwei Reflexionsbanden beobachtet worden, was den Schluß zuläßt, daß bei außer Achtlassen der Dämpfung zwei Fanozweige erscheinen werden. Die gerechneten Dispersionskurven sind in Abbildung 35 für einige Halbleiter mit typischen Dotierungen aufgezeichnet. Deutlich sind in den Fällen b) - d) neben den beiden Brewsterwellen auch die beiden Oberflächenplasmaritonen als Fanoäste zu erkennen, welche mit zunehmender Ladungsträgerdichte gegen höhere Wellenzahlen wandern.

Auch hier wird die Dämpfung nicht berücksichtigt. Eine Einbeziehung der beiden Dämpfungsparameter für Phononen und Plasmonen läßt für den Grenzfall der rein räumlichen Dämpfung die bereits im Zusammenhang mit den Volumenmoden diskutierten Umkehrzweige in Erscheinung treten (Abb. 36). Mit zunehmender Dämpfung wird das Intervall zwischen den Umkehrpunkten immer kleiner bis endlich, ab einem bestimmten Wert, die Kopplung der longitudinalen Moden aufgehoben ist (die Bedingung $\omega T \gg 1$ ist dann nicht mehr erfüllt). Dies tritt bei hochdotierten GaAs-Kristallen infolge zunehmender Dämpfung der Elektronen insbesondere für den unteren Umkehrzweig auf und wird im experimentellen Teil nochmals behandelt werden.

IV. DISPERSION VON OBERFLÄCHENWELLEN IM MAGNETFELD

Nach den Vorarbeiten, der Ableitung einer allgemein gültigen Dispersionsbeziehung für Oberflächenwellen und der entsprechenden Dielektrizitätsfunktion für den dotierten polaren Halbleiter im statischen Magnetfeld, reduziert sich das Problem auf eine rein analytische Auswertung.

Oberflächenwellen im Magnetfeld wurden im Rahmen dieser Arbeit experimentell nicht untersucht.

Zur Vollständigkeit soll hier auf eine kurze Besprechung der dabei auftretenden interessanten Phänomene und die Angabe eines Teils der umfassenden Literatur nicht verzichtet werden.

Die ersten theoretischen Betrachtungen gehen auf Quinn im Jahre 1962 zurück /145/. Erst 10 Jahre später greift er zusammen mit Chiu das Problem wieder auf, ausgehend von Magnetoplasmonen in Metallen und nicht-polaren Halbleitern /140/146/ bis zur Einbeziehung von polaren Phononen und der Retardierung /147/148/. Parallel dazu laufen theoretische und numerische Arbeiten einer Gruppe um Burstein/Hartstein/Palik /149-151/, welcher auch der experimentelle Nachweis am n-InSb in Faraday- /148/ und später in Voigtkonfiguration /152-155/ gelang. Zu erwähnen sind zahlreiche Tagungsberichte und Übersichtsartikel, die sich mit diesem Thema befassen /141/155-162/. Anhand einer für GaAs gerechneten schematischen Zeichnung (Abb. 37), die einer Chiu-Arbeit /147/ entnommen ist, sollen die bei Voigtkonfiguration auftretenden Phänomene diskutiert werden.

Die erstaunlichste Erscheinung ist - abweichend von allem bis jetzt Aufgetretenen und daher gar nicht besonders Erwähnten - das Phänomen, daß der Verlauf der Dispersionszweige für negative und positive k-Richtungen innerhalb der 1.BZ /143/ nicht spiegelsymmetrisch ist. Für beide k-

Richtungen existieren - wie erwartet - vier Oberflächen-Magnetoplasma-ritonen mit unterschiedlichem Verhalten. Je zwei dieser Zweige laufen - wie bisher - für $k \rightarrow \infty$ asymptotisch gegen eine Grenzfrequenz ω_S . Dagegen besitzen die restlichen beiden Moden Stoppunkte an den Stellen, an welchen sie mit den entsprechenden Volumenmoden zusammenstoßen.

Die drei untersten der vier Zweige wurden für beide k -Richtungen am n -InSb bei $B = 20$ T mit Hilfe^{der} ATR-Technik nachgewiesen /154/.

D) ZUR BESTIMMUNG DER DISPERSIONSKURVEN AUS DEM REFLEXIONSEXPERIMENT

Die ersten Untersuchungen von Volumenpolaritonen waren 1965 am (undotierten) GaP in Ramanstreuung vorgenommen worden /163/. Seither gilt die Ramanspektroskopie als Standardmethode bei der Beobachtung der Dispersion dieser Elementaranregungen. Die Möglichkeit, die Dispersion von Volumenpolaritonen auch mit Hilfe der IR-Spektroskopie zu sehen, eröffnete sich erst 1974, als Falge et al. die von Otto /164/ zur Messung von Oberflächenwellen konzipierte ATR-Methode soweit veränderten /165/, daß sie sich auch zur Messung von Volumenpolaritonen eignet. Damit können jetzt auch solche Moden untersucht werden, welche wegen des Fehlens eines Inversionszentrums im Kristall zwar IR-, jedoch nicht Ramanaktiv sind.

In diesem Kapitel werden beide Techniken besprochen und der Zusammenhang zwischen Reflexionsspektrum und ω - k -Diagramm hergestellt.

I. VOLUMENMODEN

Das Prinzip der ATR-Technik*, wie sie zur Beobachtung von Oberflächenwellen konzipiert war, ist in Abb. 38 aufgezeichnet. Ihre Funktionsweise, welche auch den Namen prägte, wird im Zusammenhang mit Oberflächenanregungen im nächsten Abschnitt besprochen. Die historische Entwicklung dieser besonderen Reflexionstechnik sowie die verschiedenen Einsatzmöglichkeiten sind z.B. bei Harrick /166/ beschrieben.

Eine Abänderung der in Abbildung 38 skizzierten Anordnung eröffnet die Möglichkeit, die herkömmliche Reflexionstechnik mit senkrechter Inzidenz zu verändern (Abb. 39).

Die entweder parallel (TH) oder senkrecht (TE) zur Einfallsebene polarisierte Strahlung durchläuft einen isotropen ATR-Kristall (mit Brechungsindex N_1) und trifft dann unter dem Winkel α auf den zu untersuchenden Kristall auf. Eine Variation des Einfallswinkels bewirkt eine Änderung der Größe der Wellenvektorkomponente k_x , welche entlang der Kristalloberfläche verläuft. Variiert man neben dem Einfallswinkel auch den Brechungsindex N_1 des ATR-Materials, so kann man Elementaranregungen im Bereich $0 \leq k_x \leq (2\pi N_1 \sin \alpha) / \lambda$ abfragen (Abb. 40), Gl. (140b).

$$(140a) \quad k = \frac{2\pi N_1}{\lambda}$$

$$(140b) \quad k_x = \frac{2\pi N_1}{\lambda} \sin \alpha$$

$$(140c) \quad = \frac{\omega}{c} N_1 \sin \alpha$$

*Wir wollen uns auch hier an die etwas irreführende Bezeichnung ATR-Methode halten, da sich die abgewandelten Bezeichnungen wie FTR (Frustrated Total Reflection) oder IRS (Internal Reflection Spectroscopy) nicht durchgesetzt haben /167/.

In Abb. 41 sind die Zusammenhänge zwischen dem durch den ATR-Halbzyylinder auf eine zweiachsige Kristallprobe auffallenden Strahl sowie dem gebrochenen und reflektierten Strahl dargestellt. Die anhand dieser Skizze aus den Maxwellgleichungen und den Stetigkeitsbedingungen an der Stelle $z = 0$ vorgenommene langwierige Ableitung der Reflexionsformel findet man z.B. in /80/83/168/169/170/. Hierfür gilt

$$(141) \quad R_{TH}(\alpha, \omega) = \left| \frac{(\epsilon_x \epsilon_z)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega}{c}\right) \cos \alpha - N_1 \left[\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_z - k_x^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{(\epsilon_x \epsilon_z)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega}{c}\right) \cos \alpha + N_1 \left[\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_z - k_x^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \right|^2$$

Der Zusammenhang zwischen der Reflektivität und der Dispersion setzt bei der Interpretation dieser Formel ein.

Für die Dispersion von transversalen Volumen (= Bulk)-wellen in z-Richtung gilt nach Abschnitt B. I.2.

$$k_{Bulk}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_z(\omega).$$

Genau diese Größe findet sich unter der Wurzel von Gl. (141) wieder, wodurch sich diese so formulieren läßt:

$$(142) \quad R_{TH}(\alpha, \omega) = \left| \frac{(\epsilon_x)^{\frac{1}{2}} k_{Bulk} \cos \alpha - N_1 (k_{Bulk}^2 - k_x^2)^{\frac{1}{2}}}{(\epsilon_x)^{\frac{1}{2}} k_{Bulk} \cos \alpha + N_1 (k_{Bulk}^2 - k_x^2)^{\frac{1}{2}}} \right|^2$$

mit (143) $k_x = \frac{\omega}{c} N_1 \sin \alpha$

Formel (142) besitzt die Struktur

$$R_{TH}(\alpha, \omega) = \left| \frac{A - N(B)^{\frac{1}{2}}}{A + N(B)^{\frac{1}{2}}} \right|^2$$

Im allgemeinen Fall (nach Abb. 41) wird ein Teil der einfallenden Strahlung in den Kristall gebrochen; dann bleibt R_{TH} kleiner 1. Wird aber der Radikand B negativ und damit $(B)^{1/2}$ eine imaginäre Größe, so enthält die Reflexionsformel den Quotienten aus einer komplexen Zahl und der zu ihr konjugiert komplexen Größe. Dann wird der Betrag dieses Quotienten 1 und die gesamte einfallende Strahlung reflektiert. Dies geschieht gerade im Bereich der Reststrahlenbanden.

Diejenigen Kurven im ω -k-Diagramm, welche die Reststrahlenbereiche (schraffierte Gebiete in Abb. 42) von Bereichen geringerer Reflektivität trennen, sind offenbar gegeben durch die Bedingung

$$(144) \quad B = 0 \quad \text{bzw.} \quad k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_z.$$

Das sind aber gerade die Dispersionskurven von Volumenpolaritonen oder mit diesen gekoppelte Elementaranregungen je nach Interpretation von ϵ_z . Die durch Gl. (144) vorgegebene Bedingung entspricht dem Grenzfall der Totalreflexion, bei dem gilt: $k_x^g = k_x^g = k_x$.

I.1. Volumenpolaritonen

Die im isotropen zweiatomigen (nicht dotierten) Halbleiter auftretenden Polaritonen sind nochmals in Abb. 42 dargestellt.

In den schraffierten Bereichen, den Reststrahlenbanden, beträgt bei außer Achtlassen der Phononendämpfung das Reflexionsvermögen 100 % der einfallenden Strahlung. Bei senkrechtem Strahleinfall würde man entsprechend Gl. (143)

$$(143) \quad k_x = \frac{\omega}{c} N_1 \sin \alpha$$

entlang der ω -Achse messen (Messgerade a). Variiert man ω bei konstantem Einfallswinkel α , so mißt man entlang einer Geraden a' bzw. a''. Analog folgt für konstantes ω und Variation des Einfallswinkels α eine Messung entlang der Geraden b. An den Schnittpunkten der verschie-

denen Meßgeraden mit den Reststrahlenbanden fällt die Reflexion von 1 ab. Die aus den Messungen a , a' bzw. a'' resultierenden Spektren sind in Abb. 43 skizziert.

Die Idealform der in Abb. 43 dargestellten Spektren tritt nie auf, da sich Dämpfungseffekte im Experiment immer bemerkbar machen. Nimmt man diese hinzu, so werden die Bandenflanken abgerundet, die maximal reflektierte Intensität bleibt unter 1 (s. Abb. 44). In der Auswertung ersetzen Wendepunkte der Reflexionsbanden die Unstetigkeitsstellen /165/. Durch Veränderung der Steigung der Meßgeraden (Abb. 44) ist man in der Lage, einen Teil des oberen Polaritonenastes zu erfassen.

Außerdem wird bei jeder Messung die Wellenzahl des TO-Phonons bestimmt. Da die Wellenzahl des LO-Phonons mit der Wellenzahl des Schnittpunktes des oberen Polaritonenastes mit der k-Achse übereinstimmt, läßt sich diese durch die Reflexionsmessung ebenfalls festlegen.

Die Größe des Dämpfungsparameters der Phononen fixiert die Höhe der Reflexionsspektren. Durch Anpassungsrechnung ist es daher möglich, diesen Wert zu ermitteln.

Damit können durch Reflexionsmessung am undotierten Halbleiter folgende Größen bestimmt werden:

ω TO-Phonon

ω LO-Phonon

γ Phonon

ϵ^∞ (aus der Steigung der an den oberen Dispersionsast grenzenden Geraden)

I.2. Volumenplasmaritonen

Setzt man in die Bedingung für die Reststrahlenbereiche Gl. (144) nicht die Dielektrizitätsfunktion für den undotierten, sondern den Wert für den dotierten Halbleiter mit Plasma ein, so verläuft die Dispersion der an die Stelle der Polaritonen tretenden Plasmaritonen wie folgt (Abb. 45).

Der untere Dispersionsast beginnt jetzt nicht mehr im Punkt $k = 0$ sondern an der Stelle ω_- , der obere nicht mehr bei ω_L sondern bei ω_+ . Die durch die Kopplung der kollektiven longitudinalen Moden entstandenen Schnittpunkte $\omega_{\pm}$ werden durch Gl. (66) festgelegt. Die einzige darin noch unbekannte Größe stellt die Plasmafrequenz dar. Die Messung entlang der Geraden a , a' bzw. a'' liefert nun neben den Schnittpunkten mit dem oberen Plasmaritonenast und dem TO-Phonon auch Punkte auf dem unteren Plasmaritonenast. Es werden beide Reststrahlenbanden erfaßt, die zugehörigen Reflexionsspektren (mit Phononen und Plasmonendämpfung) sind in Abb. 46 skizziert.

Die bisher noch unbekannten Plasmafrequenzen ergeben sich rechnerisch aus den Schnittpunkten $\omega_{\pm}$; sie enthalten als unbekannte Größen das Verhältnis $(n/m_{\text{eff}})^{1/2}$; ist die Ladungsträgerkonzentration z.B. aus Hallmessungen bekannt, so eröffnet diese Methode die Möglichkeit, die effektive Masse festzulegen. Außerdem ist durch Anpassungsrechnung der Spektren nun auch die Dämpfung der Plasmonen bestimmbar (aus der Höhe der niederfrequenten Reflexionsbande).

I.3. Magnetoplasmaritonen

Die in 1) und 2) beschriebene Methode läßt sich auf Magnetoplasmaritonen in Voigtkonfiguration* ausdehnen, verwendet man die entsprechende Dielektrizitätsfunktion für diesen Fall. Durch die Aufspaltung der Dispersionsäste entstehen anstelle von 2 nun 4 Reststrahlenbereiche (Abb. 47a) und entsprechend auch vier Reflexionsbanden, deren hochfrequente Flanken sich mit zunehmendem Wellenvektor verschieben. Die einzige noch offene Größe stellt hier die Zyklotronfrequenz dar, welche als Unbekannte wiederum eine effektive Ladungsträger- oder Löchermasse beinhaltet.

Da die Messung in Braunschweig nicht den Einsatz einer ATR-Einheit zuließ,

*In Faradaykonfiguration wäre diese Methode ebenfalls einsetzbar; da in dieser Geometrie keine Messungen vorgenommen wurden, wird hierauf nicht weiter eingegangen.

konnte bei nahezu senkrechtem Strahleinfall nur entlang der ω -Achse gemessen werden (Messgerade a).

I.4. Beobachtung von Polaritonen, Plasmaritonen und Magnetoplasmaritonen in Ramanstreuung

Ein Großteil der zum Vergleich herangezogenen Ergebnisse an GaAs ist durch Ramanmessungen entstanden.

Der Ramaneffekt beruht auf einem Streuprozess. In Abb. 48 ist das Meßverfahren für Vorwärts- und Rechtwinkelstreuung dargestellt.

Die Impulserhaltung fordert /14/

$$(145) \quad k = (k_i^2 + k_s^2 - 2 k_i k_s \cos \Theta)^{\frac{1}{2}} .$$

Unter Einbeziehung der Energieerhaltung $\omega_i = \omega_s + \omega$ ergibt sich nachstehende Abhängigkeit

$$k = f(\Theta, \omega_i).$$

Die Lösungen dieser Funktion sind die in Abb. 49 eingezeichneten Hyperbelscharen. An den Schnittpunkten mit den Dispersionsästen entstehen Streuprozesse, d.h. Ramanlinien erscheinen im Streuspektrum.

Bei Vorwärtsstreuung erhält man infolge der sehr kleinen Streuwinkel (Abb. 49) niedrige k-Werte; damit ist beim undotierten kubischen Halbleiter die Messung des unteren Polaritonenastes (Abb. 49a), bzw. Plasmaritonenastes (Abb. 49b) möglich; in beiden Fällen erfolgt zusätzlich Streuung am longitudinalen Phonon bzw. den gekoppelten longitudinalen Moden.

Bei der für den Polaritonen/Plasmaritonenfall nicht geeigneten Methode der Rechtwinkelstreuung (49c, d) ist der k-Wert zu groß, um diese Elementaranregungen erfassen zu können. Es erfolgt nur noch Streuung am TO-, LO-Phonon bzw. an den $\omega_{\pm}$ -Moden im Dotierungsfall. In diesem k-Bereich machen sich bereits Landaudämpfungen im Plasma störend bemerk-

bar /67/.

Bemerkt sei hier, daß Ramanuntersuchungen von Oberflächenwellen nur an Kristallfilmen bzw. Kristallpulver möglich sind, da die Streuintensität der Oberflächenmoden sehr viel geringer ist als die der entsprechenden Volumen Anregungen /167/.

II. OBERFLÄCHENMODEN

Die Messungen von Oberflächen- und Volumen Anregungen unterscheiden sich lediglich dadurch, daß bei der Untersuchung von Oberflächenwellen zwischen dem Dielektrikum und dem Kristall ein Medium m vorhanden ist (Abb. 50).

Verwendet man als Medium Luft ($\epsilon_m = 1$), so ergibt die Berechnung der Dispersion von z.B. Oberflächen-Polaritonen nach Gl. (139) die in Abb. 51 dargestellte Kurve A'.

Die dazu gehörige Oberflächenwelle bewegt sich entlang der Grenzfläche II bei $z = 0$ /143/. Bei $z = d$ erfülle die einfallende Welle die Bedingung der Totalreflexion $N_1 \sin \alpha > N_m^*$. Dann existiert eine quergedämpfte Welle im Raum $z < d$ mit einer Wellenvektorkomponente $k_x = (\omega/c) N_1 \sin \alpha$. Durch Änderung des Einfallswinkels kann k_x zwischen der Geraden A (Dispersionsgerade der elektromagnetischen Welle in Luft) und der Geraden C (Dispersionsgerade der elektromagnetischen Welle im Medium mit Brechungsindex N_1) variiert werden. Für einen bestimmten Winkel α (in Punkt E) sind die Frequenz ω und k_x der quergedämpften Welle gleich der Frequenz und dem Wellenvektor des Oberflächenpolaritons. Ohne den Kristall an der Stelle $z = 0$ würde die einfallende Strahlung totalreflektiert. Die Resonanz der Oberflächenmode führt zu einer Abschwächung der Totalreflexion (= Attenuated Total Reflection!). Bei Einfallswinkeln α mit $N_1 \sin \alpha \leq N_m$ tritt bei $z = 0$ für geeignete Abstände keine Brechung auf. Vielmehr wird die Strahlung durch Interferenz im Luftspalt reflektiert und nur bei Resonanz mit Brewsterwellen abgeschwächt. Der Übergang zwischen Brewster- und Fanowellen ist stetig.

Berechnet wird die Reflexion $R = R(\alpha, N_1, \omega, d)$ der in Abbildung 50 dargestellten Anordnung. Die Minima von $R(\alpha, \omega)$ für bestimmte ATR-Kristalle (N_1) und Abstände d beschreiben vollständig die Dispersion der Oberflächenwellen im ω - k -Diagramm. Minimale Reflexion bedeutet, daß einfallende Photonen von der an die Oberfläche gebundenen Elementaranregungen absorbiert werden bzw. daß Resonanz zwischen einfallender Welle und Oberflächenwelle auftritt.

* N_1 ist der Brechungsindex des ATR-Kristalls

Zur Berechnung der Spektren isotroper Kristalle wurde von Wolter /171/ eine Vielschichtreflexionsformel entwickelt. Diese Formel wurde von Sohler /172/ auf orthorhombische Kristalle und von Tyler /173/ auf Kristalle im Magnetfeld erweitert.

Hier wird die Gleichung in ihrem allgemeinen Fall für einachsige Kristalle diskutiert /172/. Für den isotropen GaAs-Kristall lassen sich durch Gleichsetzen aller Komponenten des Dielektrizitätstensors die erforderlichen Vereinfachungen erreichen.

$$(146a) \quad R_{TH}(\omega, N_1, d, d) =$$

$$= \left| \frac{(g_2 - g_1)(g_1 + g_0) \exp(g_1 d) + (g_2 + g_1)(g_1 - g_0) \exp(-g_1 d)}{(g_2 + g_1)(g_1 + g_0) \exp(g_1 d) + (g_2 - g_1)(g_1 - g_0) \exp(-g_1 d)} \right|^2$$

mit

$$(146b) \quad g_0 = \left(\frac{\epsilon_z - N_1^2 \sin^2 d}{\epsilon_x \epsilon_z} \right)^{1/2} \quad \text{mit } \operatorname{Re}(g_0) > 0$$

$$(146c) \quad g_1 = (1 - N_1^2 \sin^2 d)^{1/2} \quad \text{mit } g_1 > 0 \text{ od. neg. im.}$$

$$(146d) \quad g_2 = \left\{ (1 - \sin^2 d) / N_1 \right\}^{1/2} \quad \text{mit } g_2 > 0$$

$$g_1 = i \frac{\omega}{c} g_1 =$$

$$= i \frac{\omega}{c} (1 - \sin^2 d N_1^2)^{1/2} \quad \text{mit } g_1 > 0$$

oder pos. im.

Setzt man in Gl. (146) den Abstand $d = 0$, so gilt die Formel für Spektren von Volumenanstregungen.

Die nach Gl. (146) berechneten Spektren von Volumen- und Oberflächenwellen beschreiben die Versuchsergebnisse weitaus besser als dies mit Hilfe der auf dem Konzept der Normalmoden beruhenden Dispersionsgleichungen (64) und (139) möglich ist /175/. Dies beruht darauf, daß hier die experimentellen Einflüsse, wie Abstand d und Brechungsindex N_1 des ATR-Kristalls einbezogen sind.

Die Anwendung von Formel (146) und die Darstellung der Rechenergebnisse in einer dreidimensionalen Graphik hatte ein überraschendes Ergebnis zur Folge. Neben den erwarteten Oberflächenwellen erschienen weitere Minima in periodischen Abständen. Dies kann folgendermaßen erklärt werden /174/:

Im Brewsterfall wird nach Gl. (146) g_1 immer eine reelle Größe

$$N_1 \sin \alpha < 1 \quad .$$

Setzt man diesen Wert in Gl. (146) ein, so ergibt sich, daß

$$\begin{aligned} g_1 &= i \frac{\omega}{c} g_1 \quad \text{und} \\ g_1 &= i \frac{\omega}{c} g_1 d \end{aligned}$$

positiv imaginär werden.

Nach der Eulerschen Formel folgt daraus eine Periodizität von $\exp(g_1 d)$.

$$\begin{aligned} \exp(i g_1 d) &= \exp\left(i \frac{\omega}{c} g_1 d\right) := \\ &= \exp i z = \cos z + i \sin z = \\ (147) \quad &= \cos(z + 2\pi N) + i \sin(z + 2\pi N) \end{aligned}$$

$$\forall N \in \mathbb{N}.$$

Durch die spätere Betragsbildung ($R_{TH} = \frac{\dots\dots\dots}{\dots\dots\dots}^2$) wird $\exp(g_1 d)$ periodisch mit der Periode π .

Diese Periodizität im Brewsterbereich hat zur Folge, daß man für ω und für $\omega + \Delta \omega_N$ mit

$$(148) \quad \frac{\Delta \omega_N}{c} g_1 d = N \pi$$

gleiche Werte für $\exp(g_1 d)$ erhält.

Für genügend große Wellenzahlen, d.h. Wellenzahlen oberhalb der Reststrahlenbande kann die Annahme gemacht werden

$$(149) \quad \epsilon(\omega) \sim \epsilon^\infty.$$

Unter dieser Voraussetzung wird auch die TH-Reflexion periodisch und zwar gilt

$$(150) \quad R_{TH}(\omega) = R_{TH}(\omega + \Delta \omega_N).$$

Eine Berechnung der Wellenzahlen dieser periodisch auftretenden zusätzlichen Zweige erfolgt nach Gl.(148) durch Übergang von ω in sec^{-1} in cm^{-1} .

$$\frac{\Delta \omega_N}{c} g_1 d = N \pi$$

(151)

$$2\pi \Delta \omega_N g_1 d = N \pi$$

$$\Delta \omega_N = \frac{N}{2 g_1 d} = \frac{N}{2(1 - N_1^2 \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{d}.$$

Diese zusätzlichen Zweige hängen - wie Gl. (151) deutlich erkennen läßt - nur vom Einfallswinkel, vom Brechungsindex des ATR-Kristalls und vom Abstand d ab. Sie sind unabhängig vom untersuchten Kristall. Es handelt sich demnach um einen reinen Interferenzeffekt des Lichts im Luftzwischenraum zwischen Kristall und ATR-Kristall.

Im Reststrahlenbereich ist die Annahme gleicher Werte der Dielektrizitätsfunktion nicht mehr möglich, es gilt

$$(152) \quad \epsilon(\omega) \neq \epsilon^\infty.$$

Dadurch entstehen bei gleichbleibenden Interferenzzweigen Verschiebungen der Brewsterwelle und Störungen der Dispersionskurven. Dieser Fall wird anhand von durchgeführten Rechnungen in Abschnitt F nochmals aufgegriffen werden.

E) ZUM EXPERIMENT

Die Untersuchungen ohne Magnetfeld wurden in handelsüblichen IR-Spektrometern mit ATR-Zusatz vorgenommen. Für die Messungen im Magnetfeld der Hochmagnetfeldanlage (HMFA) Braunschweig wurde ein Eigenbaugerät vom Lehrstuhl Professor Kessler zur Verfügung gestellt.

Alle Geräte entsprachen bezüglich Frequenzbereich und Arbeitsprinzip nicht ganz den gewünschten Erfordernissen, so daß die aus den Messungen ermittelten Größen mit Fehlern behaftet sind bzw. bei den Magnetfelduntersuchungen nur qualitative Aussagen gemacht werden können.

I. APPARATIVES

I.1. Beschreibung der Spektrometer

Die Münchner Messungen wurden an den Spektrometern FIR 30 der Firma Polytec und IR 9 der Firma Beckman durchgeführt. Der Einsatzbereich des Polytec-Fourier-Spektrometers ist das Ferne Infrarot, d.i. das Wellenzahlgebiet zwischen 10 und 400 cm^{-1} ; das Beckman-Gerät arbeitet im mittleren IR von 400 cm^{-1} aufwärts. Bei beiden Geräten handelt es sich um handelsübliche Anlagen. In Braunschweig dagegen stand ein Eigenbau-Spektrometer zur Verfügung, das speziell auf den Einsatz in der HMFA zugeschnitten war. Dieses erlaubte Messungen nur über 500 cm^{-1} .

I.1.a. Das Beckman IR-9-Spektrometer

Dieses Gerät arbeitet nach dem Zweistrahlprinzip. Die von der Strahlungsquelle - dem Nernststift - kommende Energie wird durch einen rotierenden Spiegel (Chopper) in zwei Hälften geteilt. Die eine Hälfte durchläuft den Referenzweg, die andere Hälfte wird zur Probe geführt und, im vorliegenden Fall, von dieser reflektiert. Ein weiterer rotierender Spiegel vereinigt beide Strahlen, sie treffen nach Durchlaufen des Doppelmonochromators (Gitter/Prisma) nacheinander auf das Thermoelement, das als Detektor dient. Nach Intensitätsvergleich wird eine Kammlende soweit in den Referenzstrahlengang geschoben, bis beide Energien gleich sind. Die Bewegung der Kammlende, die streng proportional zum relativen Intensitätsverlauf ist, wird vom Schreiber in Abhängigkeit der Wellenzahl registriert. Das Zweistrahlprinzip gewährleistet, daß nur der Einfluß der Probe auf die Strahlung aufgezeichnet wird; die in beiden Strahlwegen stattfindende Luftabsorption wird eliminiert.

Zum Schutz des stark hygroskopischen Prismas aus Kalium-Bromid wird der Innenraum mit Hilfe eines Lufttrockners frei von H_2O - und CO_2 -Dampf gehalten. Dies dient zusätzlich zur weitgehenden Verhinderung von störenden Absorptionsbanden im Probenspektrum.

Der automatisch gesteuerte Ausgangsspalt hält die Intensität über den gesamten Frequenzbereich konstant.

Eine detaillierte Beschreibung dieses Geräts mit Blockschaltbild findet man im Beckman Manual /176/.

I.1.b. Das Fourier-Spektrometer FIR 30

Die von einem wassergekühlten Quecksilberbrenner emittierte Strahlung wird in einem Strahlteiler in zwei gleiche Wellenzüge zerlegt, die dann unterschiedliche optische Weglängen durchlaufen. Je nach optischer Wegdifferenz der beiden Teilwellen werden sie sich nach Wiedervereinigung schwächen oder verstärken, wobei der Grad der Veränderung wellenlängenabhängig ist. Die optische Wegdifferenz macht sich bei den unterschiedlichen Wellenlängen als unterschiedliche Phasendifferenz bemerkbar. Das Detektorsystem, eine Golayzelle, registriert im Bereich der Überlagerung der beiden Teilwellen die resultierende Gesamtintensität als Funktion der Wegdifferenz. Das entstehende Interferogramm setzt sich aus einem konstanten und einem veränderlichen Anteil, der Interferogrammfunktion, zusammen. Diese Interferogrammfunktion entspricht der Fouriertransformierten des Spektrums. Nach jedem Meßpunkt wird aus dem entstandenen Interferogramm von einem eingebauten Rechner das Spektrum festgestellt und auf einem Bildschirm sichtbar gemacht.

Die Auflösung wird durch die Anzahl der vorgegebenen Meßpunkte festgelegt. Ist die Gesamtzahl erreicht, so bricht die Messung ab und das Spektrum wird - nach entsprechender Befehlseingabe - auf einem Schreiber ausgegeben.

Dieses Spektrometer ist ein Einstrahlgerät. Referenz- und Probenspektrum müssen nacheinander gemessen und die Information in zwei verschiedenen Speichern gespeichert werden. Die Berechnung des tatsächlichen Probenspektrums besorgt der Rechner.

Die 4 möglichen Wellenzahlbereiche - (I : $80 - 1000 \text{ cm}^{-1}$; II : $30 - 450 \text{ cm}^{-1}$; III : $15 - 180 \text{ cm}^{-1}$; IV : $10 - 65 \text{ cm}^{-1}$, nach Herstellerangaben /177/) werden durch unterschiedlich dicke Strahlteilerfolien erreicht. Um die Absorption von H_2O -Dampf zu reduzieren, werden Interferometer, Proben- und Detektorraum auf einige mTorr evakuiert. Zur Polarisierung der Strahlung wurden Drahtgitterpolarisatoren aus Gold auf AgBr bzw. Polyäthylenbasis eingesetzt.

I.1.c. Das Braunschweiger Spektrometer

Die Anlage wurde am Lehrstuhl Professor Kessler für den Einsatz im Hochmagnetfeldlabor konzipiert und im Laufe der Jahre verbessert und den Erfordernissen für Messungen im Nahen IR angepaßt /46/178/179/. Da die Anlage nicht evakuierbar ist, sind Messungen unter 500 cm^{-1} wegen der dort auftretenden starken Absorptionsbanden von Wasserdampf ausgeschlossen.

Die spektroskopische Anlage ist entsprechend den Anforderungen des Betriebes in der HMFA transportierbar. Wegen der Streufelder des Magneten sind alle Teile auf einer Platte montiert. Das Gerät ist fernbedienbar, da aus Sicherheitsgründen der Aufenthalt im Labor während der Messungen nicht erlaubt ist.

Die von einem Globarstift (SQ) abgestrahlte Energie wird durch ein Echellegitter (G) zerlegt (s. Abb. 52), passiert einen Linearpolarisator und fällt auf die Probe (P). Das von dieser reflektierte Licht gelangt über 2 weitere Abbildungen auf ein Bolometer (E), welches bei Heliumtemperatur betrieben wird, um das Signal/Rauschverhältnis zu verbessern.

Der Strahlengang ermöglicht es, den Empfänger an einem Ort aufzustellen, an welchem das Streufeld des Magneten bereits auf 10^{-5} des Maximalwertes abgefallen ist /180/. Höhere Gitterordnungen werden durch ein Indiumantimonid- ($7,5 \dots 13\text{ }\mu\text{m}$) bzw. durch ein Interferenzfilter ($14 \dots 22\text{ }\mu\text{m}$) ausgeblendet. Als Linearpolarisator (LP) dient ein auf einen AgCl-Träger aufgedampftes Goldgitter mit 2880 Linien pro mm der Fa. Perkin Elmer.

Die Anzeige ist wellenlängenlinear. Die Eichung zwischen Skalenteilen am Monochromator und Wellenlänge erfolgt anhand von CO_2 - und Wasserdampfbanden. Die Unterlagen hierfür wurden von Herrn Dildey, Braunschweig, erstellt.

Die bisher in Braunschweig vorgenommenen Messungen beschränkten sich auf Faradaykonfiguration bei zirkular polarisierter Strahlung. Da für unsere Untersuchungen die Voigtkonfiguration von größerem Interesse war, wurde die in Abbildung 53 skizzierte Änderung vorgenommen.

I.2. Das Magnetfeld

Mit den in der HMFA der TU Braunschweig vorhandenen Bittermagneten können Felder mit Induktionswerten bis zu 15 Tesla bei Strömen von 20 kA und einer Leistung von ca. 5 MW erzeugt werden /180/. Die Langzeitkonstanz der Stromstärke beträgt $1,5 \times 10^{-6}$ in 3 Stunden. Eventuelle Netzspannungsschöße von $\pm 5\%$ bewirken Abweichungen vom eingestellten Wert des Magnetstromes von kleiner als $\pm 10^{-5}$.

Das zylindrische Nutzvolumen hat einen Durchmesser von 53,6 mm. Für eine Kugel mit 5 mm Radius in der Mitte der Bohrung beträgt die größte Abweichung vom maximalen Feldwert weniger als 0,04 %.

In dem vorhandenen Raum konnte die ATR-Einheit nicht untergebracht werden, so daß die Untersuchungen auf senkrechten Strahleinfall beschränkt waren.

I.3. Der ATR-Zusatz

Die in München aufgenommenen Reflexions- bzw. ATR-Spektren wurden mit Hilfe des Zusatzes TR 5 der Firma Beckman aufgenommen. Diese speziell für das Beckman Gerät konstruierte Einheit kann auch im Polytec-Spektrometer eingesetzt werden.

Der Strahlengang ist in Abbildung 54 dargestellt. Die Variation des Einfallswinkels von 25 bis 65° geschieht durch Drehen des Halbzyinders bei gleichzeitigem Mitbewegen der Spiegel M3, M4. Die gesamte Einheit ist so konstruiert, daß bei exakter Justierung aller Spiegel nach einer Winkelveränderung kein Nachstellen erforderlich wird /80/83/.

Das Material des ATR-Halbzyinders ist Germanium, Silizium oder KRS5 (Thallium-Brom-Jodid). Der Einsatz des jeweiligen Halbzyinders richtet sich nach dem gewünschten Brechungsindex und nach seiner Transparenz /181-183/.

Der wesentliche Vorteil der Verwendung eines Halbzyinders gegenüber den gelegentlich auch eingesetzten Prismen liegt in seiner kollimierenden Wirkung auf die Strahldivergenz der Spektrometer /166/.

Als Halterung für die Kristalle diene bei diesen Messungen eine Vorrichtung, die für die dünnen und äußerst spröden GaAs-Scheiben besonders geeignet war. Je nach Dicke des Kristalls wird dieser auf ein unterschiedlich dickes Aluminiumklötzchen aufgeklebt, so daß das Meßobjekt immer in der gleichen Ebene liegt (Abb. 60).

Bei der Messung von Reflexionsspektren ohne ATR-Kristall wird der Halbzyylinder entfernt und der Kristall so angebracht, daß sich seine Oberfläche in der Brennebene von Spiegel M2 befindet.

II. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

II.1. Messungen ohne Magnetfeld

Der Hauptteil der Messungen wurde am Polytec-Gerät vorgenommen, da die Reststrahlenbanden der nicht oder mittel dotierten GaAs-Proben unter 400 cm^{-1} liegen. Dabei erwies es sich aus Intensitätsgründen als notwendig, auf die vor dem Detektor eingebauten Filter und auf das Polyäthylenfenster zwischen Proben- und Detektorkammer zu verzichten. Trotz dieser Maßnahmen konnte der vom Hersteller des Spektrographen angegebene Meßbereich nicht voll ausgenutzt werden, da der Strahlteiler zwischen 500 und 800 cm^{-1} einen Großteil der Intensität absorbiert (Abb. 55, 56, 57, 58, 59).

Für die oberen Dispersionszweige der Volumenmoden von hochdotierten Kristallen und einen Teil der Oberflächenanregungen mußte daher auf das Beckman-Gerät ausgewichen werden. Infolge des Entferns der Abdichtung zwischen Interferometer- und Probenraum mußten die Vakuumverhältnisse abgeändert werden.

Die in das Gerät eingebaute Pumpe wurde nur für das Interferometer benutzt. Damit konnte nach einigen Stunden Pumpzeit ein Druck von unter 20 mTorr erreicht werden. An Proben- und Detektorkammer wurde eine zusätzliche Pumpe angeschlossen. Dadurch konnte nach Öffnen der Probenkammer bereits nach 15 Minuten Pumpzeit ein Druck von ca. 100 mTorr erreicht und weitergemessen werden. Trotz dieser günstigen Druckwerte konnten Wasserdampfabsorptionen, insbesondere im Bereich unter 200 cm^{-1} nicht gänzlich verhindert werden (s. Abb. 58).

Die Messungen am Polytec-Spektrometer wurden mit folgenden Einstelldaten durchgeführt.

Tabelle 3: Einstellwerte bei Messung am Fourier-Spektrometer

	Bereich I	Bereich II	Bereich III	Bereich IV
Lowest Wave Number:	100	200	15	10
Delta Nu Nx0,05 :	10	10	5	5
No.Spectrum Points:	800	600	660	220
Delta x in Mu :	5	5	10	20
No.Data Points :	667	667	333	166
Apodis.O-10 :	5	5	5	5
No.Corr.Points :	250	250	200	100

Zur Aufnahme der Referenzspektren wurde an die Stelle des Kristalls ein vergüteter Spiegel gesetzt, dessen Größe mit der des Kristalls übereinstimmte. Die sich dabei sowohl für eine Reflexion, sowie bei Durchgang durch verschiedene ATR-Kristalle ergebende Intensität ist den Abb. 55-59 zu entnehmen.

Für qualitative Messungen, die nur der Festlegung der Wendepunkte dienen, wurde auf einen Polarisator verzichtet. Bei Spektren für Intensitätsvergleiche sowie Spektren von Oberflächenanregungen wurde mit TH-polarisierten Wellen eingestrahlt.

In beiden Geräten wurde jeweils eine Auflösung von 3 cm^{-1} gewählt.

Die unterschiedliche experimentelle Anordnung bei der Untersuchung von Volumen- und Oberflächenanregungen ist Abbildung 61 zu entnehmen.

Zur Messung von Volumenpolaritonen wird der ATR-Kristall direkt auf die Probe aufgesetzt, wobei durch Andrücken der Halterung möglichst der Abstand Null erreicht werden soll. Daß dies bei geringfügigen Kratzern auf dem ATR- bzw. Prüfkristall und wegen des nicht reproduzierbaren Anpreßdrucks nicht immer realisiert werden kann, wurde bereits in /80/ gezeigt. Dort wurde auch festgestellt, daß diese geringfügige Abstandsdifferenz keinen nennenswerten Einfluß auf die Form des Reflexionsspektrums hat.

Zur Messung von Oberflächenanregungen wird zwischen Kristall und ATR-Kristall ein Abstand von einigen μm eingestellt. Dies geschieht mit Hilfe einer Abstandsfolie aus Aluminium oder Hostaphan.

Die bei den Spektren angegebenen Abstände beziehen sich jeweils auf die Dicke der eingesetzten Abstandsfolie, doch müssen auch hier Abweichungen bis zu 20 % vom tatsächlichen Wert in Rechnung gestellt werden. Abstandsabweichungen in dieser Größenordnung liegen jedoch noch im Rahmen der Meß- bzw. Auswertgenauigkeit.

Alle Untersuchungen erfolgten bei Zimmertemperatur.

II.2. Messungen in der HMFA Braunschweig

Wie in Abschnitt E. I.1.c. bereits ausgeführt wurde, waren mit der ursprünglich für einen höheren Wellenzahlbereich konzipierten Anlage unsere Meßwünsche nur teilweise zu befriedigen. Das bedeutet, daß nur die drei am stärksten dotierten Proben mit Reststrahlenbereichen bei hohen Frequenzen untersucht werden konnten.

Unter der Annahme, daß das Magnetfeld auf das Spiegelspektrum keinen Einfluß ausübt, wurde dieses lediglich für den magnetfeldfreien Fall registriert. Auf dieses Referenzspektrum wurden alle Probenspektren bezogen. Der starke Intensitätsabfall im Bereich der Reflexionsbanden bei allen untersuchten Kristallproben bei Feldern über 10 Tesla dürfte auf eine Dejustierung der Anordnung zurückzuführen sein. Dies könnte begünstigt oder sogar verursacht worden sein durch den Umbau der Probenanordnung von Faraday- auf Voigtkonfiguration, da ähnliche Effekte im Zusammenhang mit den vom Lehrstuhl Kessler durchgeführten Untersuchungen nie bekannt geworden sind.

II.3. Auswertung der Spektren und Meßgenauigkeit

II.3.a. Messungen ohne Magnetfeld

Alle in München aufgezeichneten Spektren wurden bei konstantem Einfallswinkel α in Abhängigkeit der Wellenzahl ω registriert; dies bedeutet eine gemischt räumlich/zeitliche Dämpfung, da sowohl ω als auch über Gl. (143), die Wellenvektoren komplexe Werte annehmen. Dieser Fall ist rechnerisch schwer nachvollziehbar. Die experimentell ermittelten Punkte des ω -k-Diagramms wurden daher gerechneten ungedämpften Dispersionszweigen gegenübergestellt. Die dadurch entstehenden Abweichungen im Bereich der Umkehräste werden im experimentellen Teil angeführt.

Die Festlegung der x-Komponente des k-Vektors erfolgte nach Gl.

$$(143) \quad k_x = \frac{\omega}{c} N_1 \sin \alpha.$$

Vernachlässigt man den geringen Fehler des Brechungsindex des ATR-Kristalls (N_1), so bestimmen die beiden mit Fehlern behafteten Größen α und ω die Meßgenauigkeit von k_x .

Der Einfallswinkel α kann mit Hilfe eines Justierlasers auf $\pm 1^\circ$ genau eingestellt werden. Einen weiteren Beitrag zur Unsicherheit der Winkelbestimmung liefert die Strahldivergenz der Spektrographen. In den verwendeten Geräten besitzt die einfallende Strahlung im Probenraum eine Winkeldivergenz von 4° . Die Verwendung eines kollimierenden Halbzylinders reduziert den Fehler des Einfallswinkels erheblich /167/. Da jedoch die Brennweite des ATR-Spiegels nicht optimal auf das Polytec-Gerät abgestimmt ist, muß mit einer Winkelunsicherheit von $\pm 1^\circ$ gerechnet werden. Für den Fehler in der Bestimmung des Wellenvektors ist somit eine Toleranz von $k_x = \pm (0,01 \dots 0,02) \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ anzusetzen.

Kritischer und weitaus größer als der k_x -Fehler ist der aus den Spektren zu bestimmende ω -Wert. Er ergibt sich für Volumen Anregungen aus den Wendepunkten der Bandenflanken der Spektren und für Oberflächenwellen

aus den Minima der Absorptionsbanden.

Die Frequenzen der Minima lassen sich für Spektren mit starker Absorption sehr genau lokalisieren ($\pm 0,5 \text{ cm}^{-1}$). Bei schwachen und breiten Absorptionsspektren ist eine maximale Unsicherheit von $\pm 2 \text{ cm}^{-1}$ möglich.

Bei der Auswertung der Wendepunkte ist die Fehlergröße nach Form der Reflexionsbande zu unterteilen. Bei steilen und nicht verrauschten Flanken kann die Wellenzahl mit einer Genauigkeit von $\pm 2 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt werden. Bei sehr breiten Reststrahlenbanden, wie sie beim hochdotierten Kristall aber auch bei großen k -Werten auftreten, ist der Fehler mit $\pm 5 \text{ cm}^{-1}$ wesentlich größer.

Gegenüber dieser Unsicherheit von ω ist der apparative Fehler in der Frequenz fast vernachlässigbar. Die Anzeige des Beckman-Spektrographen gewährleistet eine Genauigkeit von $\Delta\omega = \pm 0,35 \text{ cm}^{-1}$, die anhand einer IUPAC-Tabelle überprüft werden kann. Am Polytec-Gerät zeigt sich bei mehrmaligem Registrieren eines Spektrums eine maximale Abweichung von $\pm 0,5 \text{ cm}^{-1} / 184/$.

Bei den im Fourier-Spektrometer aufgenommenen Spektren beträgt die Intensitätsunsicherheit $\pm 5 \%$. Dieser große Fehler entsteht infolge des Einstrahlbetriebs durch den Umbau der Kristallhalterung, durch veränderte Vakuumverhältnisse im Probenraum und durch Schwankungen der einfallenden Intensität während der relativ langen Meßzeiten.

II.3.b. Messungen im Magnetfeld

Da die Messung bei einem Einfallswinkel von ca. 0° erfolgte, ergaben die aus den Spektren auszuwertenden Punkte den Schnittpunkt der Dispersionszweige mit der ω -Achse. Für k wird kein Fehler angenommen. Die durch die Bestimmung der Wendepunkte, die Umrechnung von Skalenteilen auf Wellenzahlen und apparative Einflüsse verursachte Wellenzahlungenauigkeit wird mit $\pm 5 \text{ cm}^{-1}$ über den gesamten Meßbereich angesetzt.

Aus den im vorigen Abschnitt aufgeführten Gründen ist eine quantitative Auswertung der Spektren nicht möglich. Ein Fehler für die Intensität wird daher nicht festgelegt.

F) AUSWERTUNG DER ERGEBNISSE

I. ERGEBNISSE DER UNTERSUCHUNGEN OHNE MAGNETFELD

Die experimentellen Untersuchungen beschränken sich auf die Messung der Reflexion R in Abhängigkeit der Wellenzahl ω an GaAs-Proben mit unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen n . Variiert wurden die experimentellen Bedingungen, wie Art des ATR-Kristalls, Größe des Einfallswinkels und bei Untersuchung von Oberflächenwellen, zusätzlich die Dicke des Luftspaltes zwischen ATR-Kristall und GaAs-Probe. Aus den Wendepunkten bzw. Minima der Spektren wurden entsprechend der Beschreibung in Abschnitt D die Meßpunkte im ω - k -Diagramm gewonnen. Durch Veränderung der optischen Parameter wurden die berechneten Dispersionskurven diesen Meßpunkten angepaßt.

Die phänomenologischen Dämpfungsgrößen χ (Phononen) und Γ (Plasmonen) ergaben sich aus Anpassungsrechnungen der Reflexionskurven. Alle festgelegten Größen werden den Literaturwerten gegenübergestellt. Die Rechnungen erfolgten im Leibnitz-Rechenzentrum auf den Anlagen TR 440 und Cyber nach den im Anhang zusammengefassten Programmen. Auch die dreidimensionalen Darstellungen in Kapitel F. I.10. wurden mit Hilfe des Rechners erstellt.

Mit den rechnerisch ermittelten optischen Parametern werden auch Zusammenhänge wie z.B. Umkehrkurven und Interferenzzweige dargestellt, die experimentell nicht zugänglich waren.

I.1. Die Dielektrizitätsfunktion in Abhängigkeit der Wellenzahlen

Um nochmals den Unterschied zwischen nichtdotiertem und dotiertem GaAs-Material hervorzuheben, wurde der Verlauf der berechneten Dielektrizitätsfunktion für vier später untersuchte Proben an den Anfang gestellt (Abb. 62-65).

Die Rechnung erfolgte nach Gl. (73) unter Einbeziehung der Phononen- und Plasmonendämpfung.

$$\begin{aligned}\tilde{\epsilon}(\omega) &= \epsilon^{(1)} + i\epsilon^{(2)} = \\ &= \epsilon^{\infty} \left(\frac{\omega^2 - i\gamma\omega - |\tilde{\omega}_L|^2}{\omega^2 - i\gamma\omega - |\tilde{\omega}_T|^2} - \frac{\omega_P^2}{\omega(\omega - i\Gamma)} \right)\end{aligned}$$

In ω -Bereichen mit negativen $\epsilon^{(1)}$ -Werten wird alle einfallende Strahlung reflektiert. Während es sich für den undotierten Kristall (Abb. 62) hierbei nur um den Phononenbereich handelt, treten bei dotierten Kristallen zwei Gebiete anomaler Dispersion in Erscheinung.

Die longitudinalen Frequenzen werden durch die Nulldurchgänge (von negativem zu positivem Realteil) fixiert. Durch die Einbeziehung der Dämpfung sind die Pole an der Stelle $\omega = \omega_T$ verschwunden; die Wellenzahl des transversalen Phonons wird bestimmt durch den Maximalwert des negativen Imaginärteils.

Da die Dotierungen der einzelnen Exemplare abgestuft gewählt wurden, ist ausgehend von Abb. 62 bis zu Abb. 65 der Trend zur Verbreiterung der Bereiche totaler Reflexion und die Verschiebung zu höheren Wellenzahlen deutlich abzulesen.

I.2. Reflexionsspektren von Volumenmoden

In diesem Abschnitt wird eine kleine Auswahl der experimentell ermittelten Reflexionskurven dargestellt (Abb. 66, 67). Von den 8 untersuchten GaAs-Proben wurden 2 typische Kristalle ausgewählt, ein nichtdotiertes Exemplar, dessen Elektronenkonzentration bei Zimmertemperatur infolge der Eigenleitung bei $n = 1,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ liegt und ein Kristall mit mittlerer Dotierung und einer Ladungsträgerdichte von $n = 6,4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Aufgezeichnet ist die reflektierte Intensität R (in Prozent der einfallenden Intensität) in Abhängigkeit der Wellenzahl ω (in cm^{-1}). Para-

meter ist der Betrag der x-Komponente des Wellenvektors, der nach Gl. (143) festgelegt wird durch den Einfallswinkel und den Brechwert des ATR-Zylinders.

$$(143) \quad k_x = \omega^* N_1 \sin \theta \quad \omega^* \text{ in } [\text{cm}^{-1}]$$

Die untersten beiden Kurven in Abb. 66 wurden ohne ATR - Kristall ($N_{\text{Luft}} = 1$) gemessen, die darüberliegenden bei 55° bzw. 65° durch einen KRS 5-Halbzyylinder ($N = 2,25$) und die oberen 3 Spektren mit einem Si-Halbzyylinder ($N = 3,42$). Auf die Darstellung der dazwischenliegenden Winkelwerte (Abstufung jeweils 5°) wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet; ebenso auf Messungen mit Si-Zylinder und Winkeln über 55° , da hierfür der Abfall der Reflexionsbande bereits mit dem Intensitätsabfall des Spektrographen in diesem Meßbereich zusammenfällt und keine exakte Auswertung der Wendepunkte mehr möglich ist.

Durch die Wendepunkte der niederfrequenten Flanke des Spektrums wird die Wellenzahl des TO-Phonons fixiert. Trotz Änderung des Wellenvektorbetrags von unten nach oben ist keine Änderung in der Lage der Wendepunkte erkennbar. In diesem Bereich der BZ besitzt das TO-Phonon keine Dispersion.

In der Verschiebung der rechten Flanke steckt die Dispersion des oberen Polaritonenastes. Deutlich ist in der Zeichnung neben dem Herauswandern der Flanke mit zunehmenden k-Werten jedoch auch die Vergrößerung des Fehlers bei der Festlegung der Wendepunkte erkennbar.

In Abbildung 67 sind die entsprechenden Spektren für die dotierte Probe aufgezeichnet.

Es existieren zwei Reststrahlenbereiche. Die mittlere Flanke, deren Wendepunkte die Lage des TO-Phonons markieren, bleibt erwartungsgemäß unverschoben. In der linken und in der rechten Flanke sieht man die Dispersion des Plasma-Polaritons.

Der KRS 5-Halbzyylinder absorbiert unter 250 cm^{-1} die einfallende Strahlung, daher fehlt dieser Teil des Spektrums. Die rechte Flanke der Spektren bei Messung mit Si-Kristallen (über 45°) liegt im Frequenzbereich $> 500 \text{ cm}^{-1}$.

Sie fällt in den Intensitätsabfall des Gerätes sowie mit einer Absorptionsstelle des ATR-Kristalls zusammen und läßt sich nicht mehr quantitativ auswerten.

1.3. Die Dispersionskurven der (ungedämpften) Volumenmoden

In den Übersichtszeichnungen (Abb. 68) sind die Dispersionskurven der Polaritonen und Plasmaritonen für 8 GaAs-Kristalle mit unterschiedlicher Elektronendichte dargestellt. Die Daten dieser Proben, wie sie uns vom Hersteller der Kristallscheiben mitgeteilt wurden, sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

Tabelle 4: Kristalldaten der untersuchten GaAs-Proben

Kristall	Donator	Ladungsträgerdichte $[\text{cm}^{-3}]$	Charakteristikum
1	-	$< 10^{15}$	Würfel semiisolierend
3	-	$1,5 \cdot 10^{15}$	undotiert
5	-	$1,4 \cdot 10^{16}$	undotiert
0	-	$4 \cdot 10^{16}$	undotiert
8	Selen	$6,4 \cdot 10^{17}$	dotiert
12	Selen	$9 \cdot 10^{17}$	dotiert
13	Selen	$2,7 \cdot 10^{18}$	dotiert
14	Selen	$4,7 \cdot 10^{18}$	dotiert

Die in die Dispersionskurven eingezeichneten Punkte resultieren aus der Auswertung jeweils eines Wendepunktes, die durchgezogenen Dispersionsäste beruhen auf Berechnungen. Die diesen Rechnungen zugrunde liegenden optischen Parameter wurden solange variiert, bis berechnete Dispersionszweige und Meßpunkte übereinstimmten (s. hierzu den nächsten Abschnitt).

In den in Abb. a) bis d) dargestellten Fällen ist die Ladungsträgerkonzentration noch so gering, die Plasmafrequenz mit $\leq 70 \text{ cm}^{-1}$ damit so tief, daß sich für $\omega > 100 \text{ cm}^{-1}$ keine Beeinflussung von LO-Phononen und Polaritonen bemerkbar macht.

Anders sieht die Situation bei den darauf folgenden Darstellungen e) bis h) aus; die Plasmafrequenz liegt in der Größenordnung der Phononfrequenz, die longitudinalen Moden koppeln, das Polariton wird zum Plasmariton.

Beide Dispersionszweige haben Schnittpunkte mit den Meßgeraden und können vermessen werden. Die günstigste Konstellation bieten die Kristalle 8 und 12. Bei Kristall 13 und 14 hat die Plasmafrequenz bereits so hohe Werte angenommen, daß der untere Dispersionszweig nahezu mit dem des TO-Phonons zusammenfällt und beide Reststrahlenbanden fast ineinander übergehen; der obere Ast besitzt überwiegend Plasmacharakter und wird in seiner Lage auch überwiegend durch die Plasmafrequenz bestimmt.

Detailzeichnungen der einzelnen Dispersionsäste mit Fehlerbalken sind in den Abb. 69-75 dargestellt.

I.4. Die Festlegung der Parameter

Die im letzten Abschnitt diskutierten Dispersionskurven basieren auf Anpassungsrechnungen. Dämpfungseffekte wurden vernachlässigt, verwendet wurde die Dispersionsrelation nach Gl. (64)

$$(64) \quad k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon^\infty \left(\frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

$$\text{mit} \quad \omega_p^2 = \frac{n e^2}{\epsilon_0 \epsilon^\infty m_{\text{eff}}} ,$$

welche für den undotierten Halbleiter mit $\omega_p \ll \omega$ übergeht in

$$k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon^\infty \cdot \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} .$$

Die einzige sofort aus den Messungen bestimmbare Größe, nämlich aus den Wendepunkten der niederfrequenten Flanke, ist die Wellenzahl des transversalen optischen Phonons ω_T .

Aus der Mittelung der aus ca. 100 ausgewerteten Spektren stammenden Werte ergab sich hierfür die Größe

$$\omega_T = (268 \pm 1,0) \text{ cm}^{-1} \text{ bei Zimmertemperatur .}$$

Die Wellenzahl des LO-Phonons ist nicht direkt durch die Messung beobachtbar, da die longitudinalen Moden nicht mit transversalen elektromagnetischen Wellen koppeln. Ihre Frequenz fällt jedoch auf der ω - Achse mit der des oberen Polaritonenastes im undotierten Halbleiter zusammen, da bei $k = 0$ keine Unterscheidung mehr zwischen longitudinalen und transversalen Anregungen zu machen ist.

Dieser Schnittpunkt befindet sich, wie in den Abb. 68a) bis d) angedeutet und in den Detailzeichnungen Abb. 69-72 klar erkennbar ist, bei

$$\omega_L = (292 \pm 2) \text{ cm}^{-1} \text{ bei Zimmertemperatur .}$$

Die hochfrequente Dielektrizitätskonstante bestimmt die Steigung der Geraden, in welche der obere Polaritonen- bzw. Plasmaritenast für hohe Frequenzen mündet. Durch Anpassungsrechnung wurde hierfür folgender Wert gewonnen

$$\epsilon^\infty = 11,1 \pm 0,1 .$$

Mit Hilfe der Lyddane-Sachs-Tellerrelation

$$(153) \quad \frac{\omega_L}{\omega_T} = \left(\frac{\epsilon^0}{\epsilon^\infty} \right)^{\frac{1}{2}}$$

errechnet sich aus diesen Daten eine niederfrequente Dielektrizitätskonstante von

$$\epsilon^0 = 13,2 \pm 0,5.$$

Der nächste Schritt ist der Übergang zum *dotierten* Halbleiter, für welchen der Drudeterm, der die Plasmafrequenz als unbekannten Parameter enthält, gegenüber dem Phononenterm nicht mehr vernachlässigt werden darf. Diese Plasmafrequenz beinhaltet zwei Größen, nämlich das Verhältnis aus n/m_{eff} (Ladungsträgerkonzentration/effektive Masse dieser Ladungsträger), welche festzulegen sind.

Um den Einfluß dieser Größen auf den Dispersionsverlauf beurteilen zu können, wurden beide Parameter in der Rechnung variiert. Das Ergebnis der Variation der Ladungsträgerkonzentration ist den Abb. 76a) b) zu entnehmen (alle Kurven für einen festen m_{eff} -Wert von $0,075 m_0$).

Beim oberen Dispersionsast (Abb. 76a) verändern Ladungsträgerkonzentrationen über $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ den Verlauf so stark, daß dies außerhalb der angenommenen Meßunsicherheit von $\pm 2 \text{ cm}^{-1}$ liegt. Der untere Dispersionszweig (Abb. 76b) reagiert etwas empfindlicher auf die Änderung der Ladungsträgerzahl; bereits ab $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ verschiebt er sich zu höheren ω -Werten.

Die rechnerische Variation der effektiven Masse in einem Bereich von $0,06 m_0$ bis $0,09 m_0$ für feste Konzentrationen wird durch die schraffierte Fläche in den Abbildungen 77a) b) angedeutet. Erst ab $n > 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ beim oberen Ast (Abb. 77a) bzw. $> 10^{17}$ beim unteren Dispersionsast ist der Einfluß der effektiven Masse so erheblich, daß er die Meßgenauigkeit überschreitet und m_{eff} mit Hilfe dieser Methode bestimmt werden kann.

Prinzipiell wäre es möglich gewesen, beide Parameter, die Ladungsträgerkonzentration sowie deren Masse gleichzeitig so zu variieren, bis eine optimale Anpassung an die Kurvenform der Dispersionsäste erreicht worden wäre. Damit hätte man gleichzeitig beide Größen fixieren können. Darauf wurde jedoch deshalb verzichtet, weil bei GaAs mit einem nicht-parabolischen Leitungsband im Bereich der Fermienergie im entarteten Plasma gerechnet werden muß /185-192/. Aus dieser Nichtparabolizität resultiert eine Abhängigkeit der effektiven Masse von der Ladungsträger-

dichte bei Konzentrationen $> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Aus diesem Grund wurden die in Tabelle 4 enthaltenen Ladungsträgerkonzentrationen, die aus Hallmessungen stammen, verwendet. Nach Literaturangaben /193-200/ ist durch Meßunsicherheiten bei der Hallmessung und durch prinzipielle Abweichungen zwischen n_{Hall} und n_{opt} ein Fehler in der Größenordnung von $\pm(10 \text{ bis } 15) \%$ einzukalkulieren. Bereits dieser Fehler allein macht es unmöglich, - selbst wenn später die Dispersion der Oberflächenanregungen als zusätzliche Informationsquelle hinzukommt - die Genauigkeit der hier ermittelten effektiven Elektronenmassen auf geringere Werte als $\pm 10 \%$ einzuschränken.

Aus der Anpassungsrechnung für die in den Abbildungen 68e) bis h) bzw. 73 bis 75 dargestellten Dispersionskurven wurden nachstehende Größen für die einzelnen Konzentrationen festgelegt.

Tabelle 5: Effektive Massen für Leitungselektronen in GaAs (Werte aus dem Experiment)

Kristall	Ladungsträgerkonzentration	effektive Masse
8	$6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$0,0725 \cdot m_0$
12	$9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$0,0725 \cdot m_0$
13	$2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$0,08 \cdot m_0$
14	$4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$0,085 \cdot m_0$

I.5. Vergleich mit Literaturwerten

GaAs ist wegen seiner technologischen Bedeutung ein intensiv analysiertes Material, dessen optische und elektrische Parameter bereits seit langem mit großer Genauigkeit bestimmt sind. Die ältesten uns bekannten exakten Angaben (neben den recht ungenauen Werten aus Neutronenstreuung /2/) über LO- und TO-Phononenfrequenzen bei Zimmertemperatur stammen

aus dem Jahre 1964 /201/ und wurden aus Transmissions- bzw. Reflexionspektren festgelegt. Zusammenfassende Berichte über die optischen Methoden und deren Ergebnisse an III-/V-Verbindungen wurden von Madelung /32/ und Willardson/Beer /202/ verfaßt. In Tabelle 6 wird ein Teil der Literaturwerte (für Zimmertemperatur) zusammengestellt.

Tabelle 6: Phononenfrequenzen und ϵ^∞ für GaAs (Literaturwerte)

Autor	$\omega_{TO} [\text{cm}^{-1}]$	$\omega_{LO} [\text{cm}^{-1}]$	ϵ^∞
Alfano /82/ 1970	269	290	11,3
Dolling 1965 /2/	267	285	-
Evans 1973 /203/	270	291	11,1
Evdokimov 1970 /85/	268	-	11,0
Gammon 1974 /204/	268	291	11,1
Gaur 1973 /205/	268	-	11,2
Holm 1977 /197/	268,2	291,5	11,1
Iwasa 1964 /201/	268,2	290,5	11,1
Johnson 1969 /206/	268	-	10,9
Katayama 1975 /207/	271	294	11,1
Kukharskii 1973 /208/	270	292	-
Mooradian 1966 /209/	268	291	11,3
Nippus 1977 /210/	268	292	-
Patel 1968 /211/	268,6	293	-
Tell 1967 /64/	269	293	-
Zemski 1975 /212/	269	292,5	-

Die eigenen hierfür bestimmten Werte decken sich mit diesen Angaben.

Die effektive Masse* von Ladungsträgern kann ebenfalls aus optischen Untersuchungen bestimmt werden. Bereits 1951 wurde von Fan /213/ auf diese Möglichkeit verwiesen und 1957 von Spitzer und Fan /214/ Werte für verschiedene Halbleiterverbindungen aus der Lage der Plasmakante und dem damit in Verbindung stehenden Reflexionsminimum ermittelt. Den beiden Arbeiten

*s. Anmerkung S. 41

folgte eine große Zahl weiterer theoretischer und experimenteller Untersuchungen auf diesem Gebiet /200/215-217/191/54/. Den nächsten Schritt zur Erfassung der Größe der effektiven Masse stellen diejenigen optischen Methoden dar, bei welchen infolge eines von außen angelegten statischen Magnetfeldes das Verhalten der Ladungsträger verändert wird /218-220/. Eine Zusammenstellung dieser magnetooptischen Verfahren findet man beispielsweise bei Lax /221/ bzw. Moss /53/222/. Diese Experimente sind i.a. besser geeignet, da sie nicht immer die Ladungsträgerkonzentration enthalten und bei einigen die effektive Masse quadratisch eingeht. In Tabelle 5 sind die wichtigsten Ergebnisse, die aus den unterschiedlichsten optischen und magnetooptischen Experimenten an GaAs stammen, zusammengestellt, in Abbildung 78 zusammen mit den eigenen Ergebnissen in Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration aufgezeichnet.

Eindeutig tritt in diesem Diagramm als Ausdruck der Nichtparabolizität des LB die Abhängigkeit der Ladungsträgermasse von der Konzentration in Erscheinung. Auch hier liegen die eigenen Ergebnisse im Rahmen der von anderen Experimentatoren festgelegten Werte. Eine Extrapolation auf $n \rightarrow 0$, wie sie in den mit * gekennzeichneten Fällen bereits vorgenommen wurde, erlaubt die Fixierung einer Bandrandmasse.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß z.B. die leichten Löcher im VB von GaAs eine ungefähr 5 mal so große, die schweren Löcher eine ca. 10 mal so große Masse besitzen wie die freien Elektronen (s. Abb. 8b) /200/217/. Grundsätzlich wäre es - vielleicht abgesehen von den geringeren Beweglichkeiten - möglich gewesen, alle diese Untersuchungen auch an p-dotierten Proben vorzunehmen, doch hätte die größere effektive Masse bei ähnlichen Plasmafrequenzen höhere Dotierungen erfordert.

Tabelle 7: Effektive Masse der LB-Elektronen von GaAs (Literaturwerte)

Autor	Ladungsträger- konzentration [cm ⁻³]	effektive Masse
Altarelli 1976 /223/	-	0,067 • m ₀
Barcus 1958 /224/	-	0,043 • m ₀
Callaway 1960 /225/	-	0,072 • m ₀ exp.
Callaway 1960 /36/	-	0,067 • m ₀ theor.
Cardona 1961 /187/	1,48•10 ¹⁷	0,067 • m ₀
Cardona 1961 /187/	2,38•10 ¹⁸	0,083 • m ₀
Evdokimov 1970 /85/	3•10 ¹⁷ .. 6•10 ¹⁸	0,075 • m ₀
Gammon 1974 /204/	4,3•10 ¹⁶	0,07 • m ₀
Hess 1976 /226/	-	0,0665 • m ₀
Chamberlain 1972 /227/	-	0,0667 • m ₀
Mooradian 1966 /209/228/	-	0,07 • m ₀
Moss 1959 /229/	3,5•10 ¹⁶	0,073 • m ₀
Moss 1959	5,3•10 ¹⁶	0,068 • m ₀
Moss 1959	7,4•10 ¹⁶	0,075 • m ₀
Murase 1974 /230/	8,4•10 ¹⁷	0,076 • m ₀
Murase 1974	2,0•10 ¹⁸	0,08 • m ₀
Murase 1974	4,5•10 ¹⁸	0,083 • m ₀
Nam 1976 /231/	-	0,066 • m ₀
Olson 1969 /188/	7,22•10 ¹⁷	0,0706 • m ₀
Olson 1969	8,75•10 ¹⁷	0,0723 • m ₀
Olson 1969	1,4•10 ¹⁸	0,0748 • m ₀
Patel 1968 /211/232/	3 • 10 ¹⁷	0,073 • m ₀
Perkowitz 1971 /233/	5•10 ¹⁵ .. 4•10 ¹⁸	0,072 • m ₀
Palik 1961 /234/	4,3•10 ¹⁶	0,071 • m ₀
Palik 1961	4,3•10 ¹⁶	0,076 • m ₀
Palik 1961	4,3•10 ¹⁶	0,071 • m ₀
Piller 1966 /190/	3 • 10 ¹⁶	0,071 • m ₀
Piller 1966	5 • 10 ¹⁷	0,073 • m ₀

Autor	Ladungsträger- konzentration [cm ⁻³]	effektive Masse
Piller 1966	7 · 10 ¹⁸	0,092 · m ₀
Piller 1966	-	0,066 · m ₀
Rühle 1976 /235/	-	0,0663 · m ₀
Spitzer 1959 /189/	4,9 · 10 ¹⁷	0,078 · m ₀
Spitzer 1959	1,12 · 10 ¹⁸	0,079 · m ₀
Spitzer 1959	1,09 · 10 ¹⁸	0,079 · m ₀
Spitzer 1959	5,4 · 10 ¹⁸	0,089 · m ₀
Tell 1968 /64/	-	0,07 · m ₀
Summers 1968 /236/	10 ¹⁴ ... 10 ¹⁶	0,065 · m ₀
Ukhanov 1963 /237/	4,1 · 10 ¹⁵	0,067 · m ₀
Ukhanov 1963	1,2 · 10 ¹⁶	0,061 · m ₀
Ukhanov 1963	4,6 · 10 ¹⁶	0,071 · m ₀
Ukhanov 1963	1 · 10 ¹⁷	0,069 · m ₀
Ukhanov 1963	2,7 · 10 ¹⁷	0,072 · m ₀
Ukhanov 1963	2,6 · 10 ¹⁸	0,078 · m ₀
Ukhanov 1963	5,5 · 10 ¹⁸	0,080 · m ₀
Ukhanov 1963	7 · 10 ¹⁸	0,089 · m ₀
Zitter 1974 /238/	1...5 · 10 ¹⁶	0,066 · m ₀

I.6. Die Dämpfungsparameter

Die bisher aus Gründen der Übersichtlichkeit vorgenommene Vernachlässigung der Dämpfungsparameter muß nun nach diesen grundlegenden Erörterungen fallengelassen werden.

Da beim dotierten Halbleiter zwei gedämpfte Elementaranregungen miteinander koppeln, ist es unerlässlich, sowohl für die Phononen als auch für die Plasmonen eine endliche Lebensdauer anzusetzen, die sich umgekehrt proportional zum phänomenologischen Dämpfungsparameter verhält.

Um Größe und Art des Einflusses beider Dämpfungen auf das Spektrum überhaupt abschätzen zu können, wurden beide Parameter in der Rechnung variiert.

Für 4 Kristalle mit typischen Elektronenkonzentrationen a) $n=1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, b) $6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, c) $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, d) $4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ wurde der Intensitätsverlauf für mehrere Dämpfungsparameter nach der Vielschichtreflexionsformel (146) berechnet. Als Einfallswinkel wurde 35° gewählt (ohne ATR-Halbzylinder).

In Abb. 79a ist der Einfluß der Phononendämpfung dargestellt. Wie erwartet, ist die reflektierte Intensität umso geringer, je größer der Wert für χ (Phononen) angenommen wird. Da sich bei dieser undotierten Probe der Einfluß des Plasmas noch nicht wesentlich im Polaritonenverhalten bemerkbar macht, hat eine Variation der Elektronendämpfung keine Konsequenz auf die Form des Spektrums (Abb. 79b). Anders sieht dies bei den beiden Kristallen mit mittlerer Dotierung aus, deren Dispersionskurven durch die Kopplung der longitudinalen Moden sowohl plasma- als auch phononartig sind. Die Veränderung der Phononendämpfung (Abb. 80a, 81a) hat auf die hochfrequente Reststrahlenbande einen ähnlichen Einfluß wie beim undotierten Exemplar. Die Höhe der durch die modifizierte Plasmakante begrenzten unteren Reststrahlenbande wird hingegen allein durch die Plasmonendämpfung bestimmt. Bemerkenswert ist die Veränderung der oberen Plasmaritonenflanke ω_+ durch Variation der Elektronenlebensdauer.

Ähnlich, jedoch nicht mehr so übersichtlich, verhält sich die Intensität des hochdotierten Exemplars gegenüber der Variation der beiden Größen (Abb. 82a, b).

In alle berechneten Kurven wurden die gemessenen Werte eingetragen. Diese Information wird im Folgenden zur Festlegung der Dämpfungsgrößen mitverwertet werden.

I.6.a. Festlegung der Phononendämpfung

Den ersten Schritt stellt die Festlegung der Phononendämpfung für solche Kristalle dar, welche nach der Polaritonentheorie ohne Plasmaterm behandelt werden können. Dazu werden nochmals die in Abb. 66 dargestellten gemessenen Reflexionskurven herangezogen und diese den nach der Vielschichtreflexionsformel berechneten Spektren (Abb. 83 b) gegenüberge-

stellt. Der Rechnung wurden die im vorigen Abschnitt fixierten Kristall-
daten zugrunde gelegt. Vergleiche beider Darstellungen liefern eine Pho-
nonendämpfung von

$$\gamma = 4 \text{ cm}^{-1}.$$

Diese Größe ist, da Intensitätsschwankungen von $\pm 4 \%$ angenommen werden
müssen, mit einem Fehler von $\pm 25 \%$ behaftet.

In Abbildung 83c) wurde eine dreidimensionale Darstellung gewählt. Sie
stellt für diesen undotierten Kristall die Reflektivität als Funktion
von ω und α dar (ATR-Kristall ist Silizium mit $N = 3,42$). Während die
im Vordergrund liegende TO-Flanke unverändert bleibt, wandert der obere
Polaritonenast (im Hintergrund liegender Teil der Darstellung) mit zu-
nehmendem Einfallswinkel (= höherer k -Wert) gegen größere Wellenzahlen.
Bezüglich einer detaillierteren Beschreibung dieser Art von Darstellun-
gen wird auf Abschnitt F. I.10. verwiesen.

I.6.b. Vergleich der Phononendämpfung mit Literaturwerten

Es werden hier nur jene Veröffentlichungen in chronologischer Reihen-
folge aufgeführt, bei denen Definition und Dimension der diskutierten
Größe klar sind und mit der in der Polaritonentheorie heute üblichen Ter-
minologie übereinstimmen.

Bei den hier angeführten γ -Werten im Ramaneffekt handelt es sich um ei-
ne Größe der Dimension cm^{-1} , die der Halbwertsbreite von Linien entspricht.

Iwasa et al. /201/: Aus Transmissions- bzw. Reflexionsmessungen an un-
dotiertem GaAs wurden durch Anpassungsrechnung folgende Phononendämpfun-
gen ermittelt

$$\gamma' = \frac{\gamma}{\omega_T} = 0,07 \Rightarrow \gamma = 1,88 \text{ cm}^{-1}.$$

Dieser Wert, der wohl der erste seiner Art gewesen sein dürfte, wurde mehrfach von anderen Autoren weiterverwertet /233/239/240/.

Johnson et al. /206/: Ebenfalls aus Reflexionsmessungen bestimmte er ein

$$\gamma' = 0,01 \implies \gamma = 2,68 \text{ cm}^{-1}.$$

Kukharskii /208/: Aus Reflexionsuntersuchungen wurden durch Anpassungsrechnung folgende Werte festgelegt:

$$\gamma = 4,7 \pm 0,9 \text{ cm}^{-1}$$

Rheinländer et al. /241/: Die Phononendämpfung von p-dotiertem GaAs wurde durch Anpassungsrechnung ermittelt.

$$\gamma' = 0,012 \implies \gamma = 3,2 \text{ cm}^{-1}$$

Holm et al. /197/242/: Aus Reflexionsspektren wurde durch Anpassungsrechnung ein Wert von

$$\gamma = 2,1 \pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$$

festgehalten. Der Wert bezieht sich auf 2 Exemplare unterschiedlicher Elektronendichte mit chemisch behandelten Oberflächen. Im Anschluß an diese Untersuchungen wurden die Kristalloberflächen in der üblichen Weise mechanisch poliert. Dadurch veränderte sich die Form der Reflexionsspektren so stark, daß dann ein Dämpfungsterm von mindestens der doppelten Größe zugrunde gelegt werden mußte. Neben einer Strukturierung des Reflexionsmaximums, welche auch bei unseren Untersuchungen beobachtet wurde, wurde eine zusätzliche Verschiebung der rechten Plasmaritenflanke festgestellt. Dies wurde von den Autoren als Frequenzverschiebung interpretiert, was falsch ist, da nur die Reflexionsminima nicht jedoch die Wendepunkte beachtet worden waren und diese ihre Lage nicht geändert

haben (s. beispielsweise Abb. 80, 81 rechte Flanke).

Nippus/Claus /210/: Aus der Linienbreite von Ramanbanden ergab sich für den undotierten GaAs-Kristallwürfel (= Exemplar 1 aus dieser Arbeit) folgende Dämpfung

$$2 \gamma_T = 4,5 \pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$$

$$2 \gamma_L = 4,1 \pm 0,1 \text{ cm}^{-1}$$

Unter $\gamma_{T,L}$ ist hier die halbe Halbwertsbreite zu verstehen.

Der in der vorliegenden Arbeit fixierte Dämpfungswert stimmt in der Größenordnung mit den Parametern in den Veröffentlichungen /208/210/241/ überein.

Nicht von der Hand zu weisen ist in Anbetracht der erheblichen Abweichungen zwischen den gemessenen Phononendämpfungen die Erklärung von Holm et al., welche die Struktur der Oberflächenschichten für die unterschiedlichen Werte verantwortlich macht. Ein ähnlicher Hinweis findet sich auch bei Evans /203/.

Diese Methode der Dämpfungsbestimmung aus der Höhe der Spektren ist insbesondere in einem Einstrahlgerät nicht optimal, da durch den Wechsel von Probe und Spiegel zusätzliche Ungenauigkeiten entstehen. Außerdem vergrößern Änderungen der Vakuumverhältnisse während der relativ langen Meßzeiten den Fehler nochmals. Weitaus genauere Aussagen könnten durch Messung der Umkehrpunkte und rückläufigen Dispersionszweige gemacht werden, wie dies in /83/243/ an α -Quarz durchgeführt wurde. Diese Untersuchungen sind jedoch in einem Fourierspektrometer nicht möglich, da keine feste Wellenzahl eingestellt werden kann.

Näherungsweise scheint die Annahme einer konstanten, richtungs- und frequenzunabhängigen mittleren Dämpfung der Phononen über den betrachteten Frequenzbereich und alle Dotierungsabstufungen vertretbar zu sein. Erst Untersuchungen mit sehr viel größerer Meßgenauigkeit könnten in diesem Punkt zusätzliche Abhängigkeiten ergeben. Mit Untersuchungen hierzu wurde kürzlich von Pagannone et al. an NaCl und NaF begonnen /244/.

I.6.c. Festlegung der Plasmonendämpfung

Während die Dämpfungsgröße der Phononen mit 4 cm^{-1} gegenüber den Eigenschwingungen des Gitters mit $250 \dots 300 \text{ cm}^{-1}$ noch vernachlässigbar ist, gilt dies im Festkörperplasma nicht mehr. Lediglich bei III/V-Verbindungen - das ist ihr besonderer Vorteil gegenüber den Elementhalbleitern der Gruppe IV - ist die mittlere Lebensdauer der freien Elektronen noch so hoch, daß die Bedingung $\omega T \ll 1$ halbwegs eingehalten wird. Der Dämpfungsparameter ist keine feste Größe mehr, er wird eine Funktion der Dotierung, da die Ladungsträger nicht nur durch die Temperaturbewegung des Gitters, sondern insbesondere durch Art und Anzahl der bei der Dotierung eingebrachten Fremdatome /245/ beeinflußt werden.

Eine große Hilfe bei der Festlegung dieses Parameters war die für alle Kristalle angegebene Gleichstrombeweglichkeit, die aus Hallmessungen stammt. Nach der Transporttheorie (Gl. 32) besteht zwischen beiden Größen, der Beweglichkeit μ und der mittleren Lebensdauer $\langle T \rangle$ der Ladungsträger, der Zusammenhang /27/

$$(32) \quad \mu = \frac{e \langle T \rangle}{m_{\text{eff}}} \implies \langle T \rangle = \frac{\mu_{\text{meff}}}{e}$$

Von vielen Autoren wurde obige Beziehung zur Berechnung verwendet und die so erhaltenen Werte später mit Werten aus den optischen Untersuchungen verglichen /188/64/216/191/193/196/198/200/287/246-249/. Bei der Gegenüberstellung wurden Abweichungen von rund 20 % registriert.

In Tabelle 8 sind für alle hier gemessenen GaAs-Kristalle die Daten und die aus der Hallbeweglichkeit nach (32) berechneten T-Werte zusammengefaßt (effektive Massen nach Tabelle 5). Die sich dabei ergebenden Dämpfungen liegen, je nach Dotierung, um den Faktor 10 bis 20 über denen der Phononen.

Zum Vergleich zwischen T_{opt} und T_{Hall} wurde neben den in den Abbildungen 79 bis 82 eingezeichneten Spektren auch die in Abb. 84a, b) aufgetragenen Reflexionskurven herangezogen. Diese beziehen sich auf einen GaAs-Kristall mit mittlerer Dotierung. Aufgetragen ist die reflektierte In-

intensität über der Wellenzahl, Parameter ist der Wellenvektor in Form einer Winkel- bzw. Halbzylindervariation (Beschreibung in Abschnitt F. I.2.).

Tabelle 8: Zusammenhang zwischen Beweglichkeit und Elektronendämpfung der untersuchten GaAs-Proben

Kristall	Beweglichkeit μ [cm ² V ⁻¹ sec ⁻¹]	Elektronendämpfung Γ [cm ⁻¹]
3	3800	35
5	4430	30
0	5210	25,5
6	6950	20
7	3370	40
8	3300	40
9	2780	48
11	2530	53
12	3200	39
13	2330	53
14	1840	68
15	1600	78

Verglichen werden gemessene (Abb. 84) und nach der Vielschichtreflexionsformel (146) gerechnete Spektren (Werte aus Tabelle 8) in zwei- bzw. dreidimensionaler Darstellung. Desweiteren werden die für alle 12 Kristalle aufgenommenen Übersichtsspektren den mit den Werten aus Tabelle 8 gerechneten Kurven gegenübergestellt (Abb. 85).

Aus Intensitätsschwankungen von $\pm 4\%$, resultieren bereits Dämpfungsschwankungen von $\pm 25\%$. Innerhalb dieser Fehlergrenzen liegen aber auch die beobachteten Unterschiede zwischen T_{Hall} und T_{opt} . Generell niedrigere T_{opt} , wie insbesondere von /193/247/248-250/ mit der Feststellung $T_{\text{opt}}/T_{\text{Hall}} \approx 0,8$ behauptet wurde, haben sich nicht bestätigt.

I.7. Spektren und Dispersionskurven von Oberflächenwellen

Nach der im Abschnitt D. II. beschriebenen Methode wurden die Spektren von Oberflächenpolaritonen und Plasmaritonen aufgenommen. Die Untersuchungen beschränkten sich auf 6 Kristallproben mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten ($1,5 \cdot 10^{15} \dots 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Zur Messung wurde ein KRS5-Halbzyylinder verwendet; dieser absorbiert Wellenlängen unter 250 cm^{-1} ; es konnte daher nur der Polaritonen- und der obere der beiden Plasmaritonenäste beobachtet werden.

Die Messung der Spektren von Oberflächenanregungen ist insofern problematisch, als der Abstand zwischen Halbzyylinder und Kristall durch die Polierendicke festgelegt wird. Dieser Abstand kann aufgrund der mechanischen Anordnung (Druck, Parallelität, Oberflächenbeschaffenheit) vom tatsächlichen Abstand abweichen. Insbesondere eine Abweichung von der Parallelität zwischen Kristallprobe und ATR-Zylinder führt zu einer Verbreiterung der Absorptionsbanden, so daß eine Auswertung ihrer Halbwertsbreite wegen der dabei auftretenden Strahlungsdämpfung /136/ verfälscht wird.

In einem Dispersionsspektrometer konventioneller Bauart, wie es das Beckman-Gerät darstellt, kann durch Veränderung der Frequenz bei konstantem Einfallswinkel sofort entschieden werden, ob eine Messung bei der eingestellten experimentellen Anordnung zum Ziel führt. Im Polytec-Gerät ist dies erst nach Abpumpen des Probenraums und Aufnahme eines Spektrums mit kleiner Auflösung entscheidbar. Dies kompliziert und verzögert die Messung erheblich und dürfte auch der Grund dafür sein, daß bisher keine Spektren von Oberflächenmoden veröffentlicht wurden, welche mit einem Fourier-Spektrographen aufgenommen worden sind.

Aus der Vielzahl der mit Folienstärken zwischen 2,5 und 10 μm aufgenommenen Spektren wird in Abb. 86 und 87 eine Auswahl gezeigt. Die Spektren der undotierten Probe ($n=1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) wurden am Fourierspektrometer, die des dotierten ($n=2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) Exemplars am Beckman-Gerät gemessen. Allen Spektren sind gerechnete Kurven gegenübergestellt.

Um zu den Meßpunkten im ω -k-Diagramm zu gelangen, wertet man die Minima der Absorptionsspektren bezüglich ω aus und erhält den zugehörigen k_x -Wert, wie bei Volumenmoden, aus der Beziehung $k_x = (\omega/c) n_1 \sin \alpha$. Die entsprechenden Auswertungen ($\bullet$ = Meßwert) für die 6 untersuchten Proben

sind zusammen mit gerechneten Dispersionskurven in einer Übersichtszeichnung in Abb. 88 zusammengestellt. Detailzeichnungen der einzelnen Zweige mit Fehlerbalken findet man in den Abbildungen 89 bis 94.

I.8. Kopplungskurven für Volumen- bzw. Oberflächen-Plasmaritonen

In Anlehnung an die von Mooradian veröffentlichten Kurven /209/, eine ähnliche aber weniger bekannte Darstellung existiert bereits bei Varga /75/ welche die Kopplung der Grenzwellenzahl $\omega_{\pm}$ (bei $k = 0$) der longitudinalen Moden über der Ladungsträgerkonzentration bzw. über ihrer Wurzel (prop. zur Plasmafrequenz) darstellen, wurden mit Hilfe der bei diesen Untersuchungen ermittelten Parameter ähnliche Kurven zusammengestellt (Abb. 95). Die Abweichungen von den Mooradian-Kurven für Volumenmoden, die auf Ramanmessungen beruhen, sind im Rahmen der Meßgenauigkeit.

Aus der Zeichnung wird deutlich, daß die Kopplung der beiden Äste dann am stärksten ist, wenn die Plasmafrequenz nahe der Frequenz des longitudinalen optischen Phonons liegt. Dies wird bei n-dotiertem GaAs mit einer Ladungsträgerkonzentration von $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erreicht.

Wie schon Mooradian festgestellt hat, besitzt diese Art der Auftragung eine große Ähnlichkeit mit der Dispersionskurve eines undotierten Halbleiters. Der untere Ast mündet in die TO-Frequenz, der obere Ast beginnt dort, wo die LO-Frequenz die ω -Achse schneidet. Da auf der Ordinate jedoch kein Wellenvektor, sondern die Wurzel aus der Ladungsträgerkonzentration aufgetragen ist, handelt es sich nicht um Dispersionskurven!

Eine ähnliche Kurve ließe sich für die Oberflächenanregungen zeichnen, wie dies von Reshina et al. /251/ für die Verbindung InSb durchgeführt wurde. Diese Form der Auftragung erlaubt eine Aussage über den plasmon- und phononartigen Anteil an der gekoppelten Mode. Der ω_{-} -Ast ist im unteren Bereich plasmonartig, im oberen Bereich phononartig; beim ω_{+} -Ast ist die Aufteilung umgekehrt. Im Zwischenbereich, der Stelle, an welcher sich die Moden kreuzen würden, ist die Kopplung und die Mischung beider Energieanteile am stärksten. Das Plasmariton besitzt in beiden Zweigen nahezu gleichen Anteilen sowohl Plasmonen- als auch Phononencharakter. Diese qualitative Aussage ist im Hinblick auf die in Abschnitt F. II. zu behandeln-

den Magnetfeldeinflüsse gut verwertbar. Da die Plasmonen durch die Lorentzkraft beeinflusst werden, kann anhand von Abb. 95 bereits die Größe der Modenauspaltung vorhergesagt werden.

I.9. Die Berechnung der Dispersionskurven für den Grenzfall der rein räumlichen Dämpfung

Durch Einsetzen von komplexen Dielektrizitätsfunktionen in die Dispersionsrelationen (Gl. 64, 139) konnten mit Hilfe der im Laufe der Untersuchung bestimmten Parameter

$$\omega_L = 292 \text{ cm}^{-1}$$

$$\omega_T = 268 \text{ cm}^{-1}$$

$$\epsilon^\infty = 11,1 \text{ cm}^{-1}$$

$$\gamma = 4 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Gamma = \text{s. Tabelle 8}$$

die Dispersionskurven von gedämpften Anregungen berechnet werden.

Umkehrpunkte und rückläufige Zweige treten bei Volumen- und Oberflächenwellen dann auf, wenn rein räumliche Dämpfung ($\omega^{(2)} = 0$) in Rechnung gestellt wird. Im Experiment entspricht dies der Bedingung, daß bei konstanter Wellenzahl ω Spektren in Abhängigkeit des Einfallswinkels α gemessen werden. Wie erwähnt, ist diese Messung in einem Fourier-Spektrometer nicht durchführbar, da keine feste Frequenz eingestellt werden kann.

Durch rein zeitliche Dämpfung ($k^{(2)} = 0$) erfahren die Dispersionszweige (fast) keine Änderung gegenüber dem Verhalten der ungedämpften Anregungen.

Im ATR-Experiment ist bei konstantem Einfallswinkel und bei Variation der Frequenz die Dämpfung der beobachteten Polaritonen und Plasmaritonen gemischt räumlich/zeitlich ($\omega^{(2)} \neq 0$, $k^{(2)} \neq 0$). Zwar wird α als eingestellter Wert eine reelle Größe, doch da in diesem Fall ω komplex ist, wird auch die k_x -Komponente über Gl. (138a) komplex. Eine Berechnung der zugehörigen Dispersionszweige ist schwer möglich, da die beiden Dispersionsgleichungen keine Festlegung von 4 unbekannten Größen erlauben.

Eine geeignete Erfassung dieser Fälle ermöglichen deshalb die in Abschnitt F. I.10. am Beispiel von Oberflächenanregungen diskutierten dreidimensionalen Darstellungen.

Im Folgenden wird rein rechnerisch der Einfluß der beiden angesetzten Dämpfungsmechanismen im Grenzfall der rein räumlichen Dämpfung gezeigt.

I.9.a. Volumenmoden

Die Rechnung erfaßt 4 Kristalle unterschiedlicher Dotierung in sinnvollen Abstufungen. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abbildung 96 für variable Phononendämpfung und in Abbildung 97 für variable Plasmonendämpfung dargestellt. Die Veränderung der Werte für die Phononendämpfung brachte weder bei undotierten noch bei dotierten Halbleitern Abweichungen gegenüber den vom Isolator-kristall her bekannten Ergebnissen. Innerhalb der Reststrahlenbanden erscheinen Umkehrzweige, deren k_x -Intervall mit zunehmender Dämpfung immer kleiner wird. Zwischen dotierten und undotierten Halbleitern besteht außer in der Breite der Reststrahlenbereiche kein Unterschied (oberer Teil des Umkehrzweiges ist nur angedeutet).

Die Variation der Plasmonendämpfung hatte zwar erwartungsgemäß auf die Dispersion der undotierten Probe ($n=1,5 \cdot 10^{15}$) keinen Einfluß, doch änderte sich bei Kristallen mit höherer Ladungsträgerkonzentration der Verlauf der Kurven. Der bei höheren k_x -Werten befindliche Umkehrpunkt ändert seine Lage überhaupt nicht, er wird alleine durch die Phononendämpfung festgelegt. Die beiden bei kleinen k -Werten liegenden Zweige wandern mit zunehmender Dämpfung nach innen. Es existiert kein Schnittpunkt mehr an der Stelle ω_- sondern ein rückläufiger Zweig.

I.9.b. Oberflächenpolaritonen und -plasmaritonen

Obwohl die Dispersionskurven von Oberflächenanregungen in ähnlicher Form durch die Dämpfung und deren Größe beeinflusst werden wie die entsprechenden Volumenmoden, kann auf die gesonderte Darstellung nicht verzichtet

werden, da ein neuer Aspekt hinzukommt.

Der Einfluß der Elektronendämpfung - insbesondere bei hochdotierten Exemplaren - ist so stark, daß die Umkehrzweige der Plasmaritonen teilweise verschwinden; das bedeutet, daß keine Kopplung mehr vorhanden ist.

Von den in Abbildung 98 und 99 skizzierten Dispersionskurven wird diejenige des undotierten durch die Elektronendämpfung nicht (Abb. 99), durch die Phononendämpfung in bekannter Weise beeinflußt.

Anders verhält sich ein Kristall mit mittlerer Dotierung von $n = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einer Elektronendämpfung von 40 cm^{-1} . Der untere Umkehrzweig ist kaum mehr erkennbar, der obere nur noch schwach ausgeprägt (Abb. 98).

Der Einfluß der Phononendämpfung bringt fast keine Veränderung mehr. Aus einer Variation der Plasmonendämpfung (Abb. 99) resultieren für niedrige Dämpfungsparameter ausgeprägte Umkehrzweige; bei einer Elektronendämpfung von 100 cm^{-1} sind diese völlig verschwunden; die beiden longitudinalen Moden sind vollständig entkoppelt.

Ein ähnliches jedoch noch krasserer Verhalten zeigt sich beim hochdotierten Kristall mit $n = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, dessen unterer Umkehrast bereits bei dem aus der Beweglichkeit berechneten Dämpfungswert von 68 cm^{-1} vollständig verschwunden ist.

I.10. Dreidimensionale Darstellungen

I.10.a. Dispersionskurven von Oberflächen-Polaritonen und -plasmaritonen

Die Darstellung der nach Gl. (146) berechneten Spektren in Abhängigkeit von Wellenzahl und Einfallswinkel veranschaulicht im gleichen Bild sowohl den Grenzfall der rein räumlichen, als auch den der gemischträumlich/zeitlichen Dämpfung. Dies ist besonders klar ersichtlich für Oberflächenanregungen, da bei diesen die Minima der Absorptionsbanden die Lage der Punkte im ω -k-Diagramm festlegen. Bei Volumenpolaritonen und -plasmaritonen wird dagegen die Frequenz durch die Wendepunkte bestimmt (Abb. 83c, 84e).

Während die Umkehrzweige in den Abbildungen 98, 99 aus der Dispersionsrelation mit Dämpfungsterm berechnet wurden, liegt der Berechnung der Kurven in Abbildungen 100 bis 102 die Vielschichtreflexionsformel (Gl. 146) zugrunde. Diese Gleichung hat den Vorzug, daß sie die experimentellen Gegebenheiten, wie den Abstand d und den Brechungsindex N_1 des ATR-Kristalls, mit einbezieht. Beide Größen üben wegen der Strahlungsdämpfung einen merklichen Einfluß auf den Verlauf der gedämpften Dispersionskurven aus /83/.

Die Abbildungen 100a, 101a, 102a zeigen die berechnete TH-Reflexion für einen undotierten, einen mittel, und einen stark dotierten Kristall in Abhängigkeit von α und ω ; als Abstand wurde $5\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $4\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Winkelbereich (0 bis 65°) und Brechungsindex des ATR-Kristalls ($N_1 = 2,25$ für KRS5) wurden dem Experiment angepaßt. Die Darstellung läßt erkennen, daß die Minima der Absorptionsbanden bei konstanter Frequenz bzw. konstantem Einfallswinkel unterschiedliche Dispersionskurven liefern. In den Abbildungen 100b, 101b, 102b sind die aus den dreidimensionalen Darstellungen bezüglich der Minima und des Wellenvektors ausgewerteten Dispersionsdiagramme dargestellt.

Deutlich tritt der Unterschied zwischen dem rein räumlichen ($\omega = \text{const.}$) und rein zeitlichen ($\alpha = \text{const.}$) Dämpfungsfall hervor. Für das undotierte Exemplar stimmen die rein zeitlichen Dispersionskurven noch mit den in Abbildung 88a für diese Probe errechneten Kurven für den ungedämpften Fall überein.

Bei den dotierten Exemplaren setzen die zeitlich gedämpften Äste (Abb. 101b, 102b) bei etwas höheren Wellenzahlen gegenüber den ungedämpften Kurven ein (vergl. Abb. 88d, e), die Dispersionskurven der rein räumlich gedämpften Plasmaritonen und der Umkehrzweig sind gegenüber den aus der normalen Dispersionsbeziehung mit Dämpfung errechneten Kurven geringfügig verschoben. Diese Abweichungen beruhen auf der Einbeziehung der experimentellen Einflüsse.

I.10.b. Interferenzen

Eine Veränderung des Abstandes von 5 auf $15\mu\text{m}$ in der Rechnung und die Betrachtung eines Wellenzahlbereiches zwischen 100 und 1000 cm^{-1} lieferte den in Abschnitt D. II. beschriebenen Effekt der Interferenz und die Verminderung der Reflektivität.

Legt man Gleichung (146) zugrunde und setzt Werte von $d = 15\mu\text{m}$ und $\alpha = 0^\circ$ ein, so ergibt sich die Wellenzahl der Interferenzzweige zu

$$\omega_1 = 333\text{ cm}^{-1} \qquad \omega_2 = 666\text{ cm}^{-1} \qquad \omega_3 = 999\text{ cm}^{-1} \dots$$

Diese Erscheinung ist in den Abbildungen 103 und 104 für den undotierten Halbleiter sowie für ein dotiertes Exemplar aufgezeichnet. Die oben für ω_n berechneten Werte decken sich mit den Ergebnissen in der Übersichtszeichnung (Abb. 103a, 104a) und mit den ausgewerteten Dispersionskurven (Abb. 103b, 104b).

Der Betrachtung im vorigen Abschnitt lag die Annahme zugrunde, daß die Interferenzzweige weit genug von der Reststrahlenbande entfernt liegen und diese somit nicht beeinflussen (beim Abstand von $5\mu\text{m}$ beginnt der unterste Interferenzzweig erst bei ca. 1650 cm^{-1}). Jetzt wird überprüft, zu welchen Änderungen tiefer liegende Interferenzzweige führen.

Dazu werden die Abbildungen 100 und 103 bzw. 102 und 104 miteinander verglichen, in denen die gerechneten Spektren für den gleichen Wellenzahlbereich aber für unterschiedliche Abstände zwischen ATR-Kristall und Probe dargestellt sind. Die zeitlich gedämpften Kurven verlaufen identisch, bei den räumlich gedämpften Kurven treten bei Abständen von $15\mu\text{m}$ durch die Interferenzen Störungen auf, z.B. ist der Umkehrzweig verschwunden; der untere Teil der Dispersionskurve endet nahe der TO-Frequenz, der obere Ast beginnt wiederum bei 0° - ähnlich dem der zeitlich gedämpften Kurve - und mündet dann in den ursprünglichen Dispersionszweig. Dies zeigt, daß bei der Wahl der Abstände zwischen Halbzylinder und Probe auf diesen Effekt besonders geachtet werden muß.

II. ERGEBNISSE DER UNTERSUCHUNGEN MIT MAGNETFELD

II.1. Gerechnete Reflexionsspektren

Um einen Überblick über den Einfluß eines äußeren statischen Magnetfeldes auf das Reflexionsvermögen von GaAs-Proben zu erhalten, werden im Folgenden gerechnete Spektren für Kristalle mit unterschiedlicher Ladungsträgerkonzentration diskutiert. Betrachtet werden neben dem undotierten Exemplar eine Probe mit mittlerer Dotierung und ein stark dotierter Kristall. Die Zeichnungen gelten für TH-Polarisation, Voigtgeometrie und nahezu senkrechten Strahleinfall.

In den Abbildungen 105a, b, c, ist für die drei ausgewählten Exemplare die Reflexion in Abhängigkeit der Wellenzahl dargestellt; Parameter ist das Magnetfeld, welches zwischen 0 und 15 Tesla variiert wurde. Die Berechnungen stützen sich auf die Kristalldaten, wie sie in Abschnitt F. I. festgelegt worden waren. Wie Abbildung 105a zeigt, spaltet bei hoher Magnetfeldstärke der untere Dispersionsast geringfügig auf; der obere Zweig wird nicht beeinflusst.

Der größte Einfluß zeigt sich beim GaAs-Kristall mit mittlerer Dotierung (Abb. 105b). Da beide Dispersionszweige plasmaartig sind, spalten sie beide als Folge der Resonanz auf. Es ist die neue Elementaranregung des Zykloplasmamaritons bzw. Magnetoplasmaritons entstanden.

Beim hochdotierten Exemplar (Abb. 105c) beschränkt sich der Einfluß des Magnetfeldes auf die obere Reflexionsbande, da der untere Dispersionszweig fast ausschließlich phononenartig geworden ist. Man kommt anhand dieser Betrachtung sofort zu dem Schluß, daß die Reflexionsbanden umso stärker aufspalten, je größer der Plasmaanteil an der entsprechenden Mode ist. Dieser Plasmaanteil läßt sich aus der in Abschnitt F. I.8. diskutierten Kopplungskurve (Abb. 95) leicht herauslesen.

Bei den dargestellten Spektren fällt auf, daß die bei der Kopplung entstehende neue Bande äußerst geringe Reflektivität besitzt. Variiert man am Beispiel des Kristalls mit mittlerer Dotierung die Plasmonendämpfung im Rahmen der bereits in Abschnitt F. I.6. verwendeten Werte, so ergibt sich deutlich dessen Einfluß (Abb. 106).

Der Einfluß der Phononendämpfung γ beschränkt sich auf die Höhe der mittleren Bande, die ehemalige Reststrahlenbande; hierauf wird wegen der geringen Auswirkungen auf das Spektrum nicht weiter eingegangen.

II.2. Gemessene Reflexionsspektren und Vergleich mit Rechnungen

Um einen Eindruck von der Qualität der Messungen zu vermitteln, sind die Originalspektren des Kristalls mit $n = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in Abb. 107 (seitenverkehrt!) wiedergegeben. In diesen Spektren ist die in Abb. 108 gezeigte Charakteristik des Spektrographen noch enthalten. Die auf dieses Referenzspektrum bezogenen Probenspektren sind in den Abb. 109, 110 und 111 für alle untersuchten Proben dargestellt. Die Abb. in a) und b) sind jeweils identisch, jedoch sind in a) die Spektren für alle Magnetfeldstärken übereinander, in b) für die einzelnen Feldstärken getrennt dargestellt.

Abb. 109a, b; Kristall 13 mit $n = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$: Der Anstieg der Reststrahlenbande (linke Flanke) kann nur für den magnetfeldfreien Fall erfaßt werden; mit zunehmender Feldstärke rutscht die Flanke zu niedrigeren Wellenzahlen und aus dem Meßbereich des Spektrographen heraus. Bereits bei 5 Tesla deutet sich ein schwach ausgebildetes Zyklon an, dessen Höhe bis 12,5 Tesla zunimmt und dessen hochfrequente Flanke mit $\vec{B}$ zu höheren Wellenzahlen wandert. Über 10 Tesla macht sich die in Abschnitt E. II.3.b. diskutierte Erniedrigung der Intensität durch die Veränderung der Anordnung im hohen Feld bemerkbar.

Abb. 110a, b; Kristall 14 mit $n = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$: Den Reststrahlenbanden sind Absorptionsbanden von Wasserdampf überlagert. Bei Feldstärken bis 10 Tesla ist die neue Reflexionsbande deutlich erkennbar, über 10 Tesla fällt die Intensität merklich ab.

Abb. 111a, b; Kristall mit $n = 6,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$: Die Probe verhält sich ähnlich wie Probe 14.

Wählt man anstelle von TH-polarisiertem Licht solches mit TE-Polarisation, so verläuft der elektrische Feldvektor der einfallenden Welle in Richtung des Magnetfeldes und wird durch dieses nicht beeinflusst. Die für Kristall 14 unter diesen experimentellen Bedingungen gemessenen und in Abbildung 112 gezeigten Spektren bestätigen dies bezüglich der Lage der Bandenflanken. Deutlich zeigt sich jedoch auch hier ein unter 10 Tesla leichter, über 10 Tesla starker Rückgang der Intensität.

Obwohl diese Messergebnisse eine quantitative Aussage nicht möglich machen, sollen sie mit gerechneten Spektren verglichen werden (Abb. 114, 115, 116). Die für die Rechnung benötigten Kristalldaten ω_L , ω_T , ϵ^∞ , n , m_{eff} , γ , Γ sind aus Untersuchungen ohne Magnetfeld bekannt. Offen bleibt jedoch die Frage, ob in Gleichung

$$(95) \quad |\vec{\omega}_c| = \frac{e |\vec{B}|}{m_c}$$

die in den Abschnitten B. II. und F. III. diskutierte effektive Ladungsträgermasse eingeht oder ob sie durch eine davon abweichende Zyklotronmasse m_c ersetzt werden muß.

Ferner kann nicht beurteilt werden, inwieweit sich die Zyklotronmasse infolge der Nichtparabolizität des Leitungsbandes ändert. Die Abhängigkeit wurde für GaAs und andere III/V-Verbindungen theoretisch postuliert /252/ und ist von Palik et al. /104/ experimentell nachgewiesen worden (Abb. 113).

Auch eine Magnetfeldabhängigkeit der Plasmonenlebensdauer, wie sie von Mycielski /249/ vorausgesagt wurde, kann durch die Ergebnisse dieses Experiments nicht bestätigt werden.

Die gerechneten Spektren zeigen klar die Verschiebung der linken Flanke und die Veränderung der Intensität und Wellenzahl der zusätzlichen Bande mit zunehmender Feldstärke und stimmen qualitativ gut mit den experimentellen Ergebnissen überein.

II.3. Dispersionskurven von Volumenmagnetoplasmaritonen

II.3.a. Voigtkonfiguration

Die Dispersionskurven der drei gemessenen Kristalle wurden für verschiedene Magnetfeldstärken berechnet; sie sind in den Abbildungen 117-119 für beide Polarisationsrichtungen (TH und TE entsprechend $B=0!$) dargestellt. Aus den im vorigen Abschnitt gezeigten gemessenen Spektren wurden die Wendepunkte ($\downarrow$) ausgewertet und in die gerechneten Kurven als Kreise eingezeichnet. Da nur eine Messung pro Kristall und Magnetfeldstärke vorgenommen werden konnte, ergibt sich jeweils nur ein Meßwert für jeden Kurvenast. Für nahezu senkrechten Strahleinfall ($\alpha \approx 0^\circ$, d.h. $k_x \approx 0$) ergibt sich Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. In diesem Zusammenhang muß nochmals auf die Verbindung von Bereichen hoher Reflektivität und den Dispersionskurven der Magnetoplasmaritonen eingegangen werden. In Abb. 120 ist der Verlauf des oberen Plasmaritonenastes (strichliert) und seine Auspaltung bei $B = 15$ Tesla für jeweils einen Kristall dargestellt. Reststrahlenbereiche, d.h. Bereiche hoher Reflektivität wurden schraffiert. Daraus erkennt man, daß bei hochdotierten Proben Asymptote (für $B = 15$ T) und Nullstelle (für $B = 0$) nahezu übereinstimmen, daß jedoch bei der Probe mit mittlerer Dotierung der Pol weit über der Grenzfrequenz des Plasmaritonenastes liegt. Diese Tatsache muß bei der Auswertung grundsätzlich berücksichtigt werden. Neben den durch das Experiment bestätigten rechnerischen Dispersionskurven wurden auch solche für nicht gemessene GaAs-Proben berechnet. Diese sind in den Abb. 121, 122 wiedergegeben.

II.3.b. Faradaykonfiguration

Da inzwischen aus den bisherigen Untersuchungen alle optischen und elektrischen Parameter bekannt sind, konnten die Dispersionskurven auch für diese Geometrie bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken berechnet werden. Messungen hierzu liegen bisher für GaAs nicht vor, die entsprechenden Kurven sind in den Abb. 123 bis 125 für drei Exemplare mit unter-

schiedlicher Ladungsträgerkonzentration wiedergegeben. ϵ_+ kennzeichnet hierbei die für rechtszirkular polarisierte Strahlung geltenden CRI-Mode, ϵ_- die entsprechende Mode für linkszirkular polarisiertes Licht. Bei dieser CRA-Mode tritt unterhalb der Resonanzstelle $\omega = \omega_c$ das mit dem Plasmariton gekoppelte Helikon auf.

G) HISTORISCHER ÜBERBLICK

Um die Bedeutung der hier untersuchten Phänomene zu zeigen, werden die wichtigsten, die einzelnen Punkte betreffenden Arbeiten chronologisch aufgeführt und kurz kommentiert. Auf zwei Fakten soll nochmals gesondert hingewiesen werden.

Die Entwicklung der Theorie der Polaritonen und deren experimenteller Nachweis laufen parallel zu der Erkenntnis um die Kopplung des longitudinalen optischen Phonons mit dem longitudinalen Plasmon. Erst durch Ramanuntersuchungen in Vorwärtsstreuung (kleine Wellenvektoren um 10^4 cm^{-1}), deren Ergebnisse die Grundlage zur Erstellung der Dispersionskurven eines dotierten Halbleiterkristalls bildeten, wurde die Vermutung bestätigt, daß die Kopplung der longitudinalen Kollektivanregungen gleichfalls den Charakter der Polaritonen verändert und zum Plasmariton führt. Diese 1968 erstellten Dispersionskurven sind bis heute die einzigen vorhandenen experimentellen Kurven für einen polaren Halbleiter mit Plasmafrequenzen im IR-Spektralbereich. An dieser Stelle ist der zweite hervorzuhebende Punkt anzuführen, nämlich die Messung der Dispersionszweige mittels IR-Spektroskopie. Dies wurde erst möglich durch die Abänderung der ATR-Methode durch Falge et al. /165/.

I. VOLUMENPOLARITONEN

- 1951 Beschreibung der Phononpolaritonen eines kubischen zweiatomigen polaren Isolator-kristalls durch Huang /4/.
- 1965/66 Erster experimenteller Nachweis des niederfrequenten Polaritonenastes am undotierten kubischen GaP durch Henry/Hopfield /163/ und am einachsigen ZnO durch Porto et al. /253/ mit Hilfe der Ramanstreuung.
- 1974 Anwendung einer modifizierten ATR-Technik zur Untersuchung von Volumenpolaritonen durch Falge et al. /165/.
- ab 1974 ATR-Messungen in der Arbeitsgruppe Brandmüller an α -Quarz, $K_3Cu(CN)_4$, $LiNbO_3$ und verschiedenen Granaten /169/170/254/255/256/257/.
- 1978 ATR-Untersuchung des oberen Dispersionsastes von GaP (undotiert) durch Fournari et al. /258/.

II. KOPPLUNG VON PLASMON UND LO-PHONON UND ÜBERGÄNGE ZUM PLASMARITON

- 1961 Vorhersage der Kopplung durch Yokota /74/.
- 1965 Theoretische Behandlung durch Varga /75/ mit Berechnung von Reflexionsspektren des dotierten GaSb für senkrechten Einfall unter Einbeziehung einer Plasmonendämpfung; Erstellung von Kopplungskurven (ähnlich Abb. 95). Hinweis darauf, daß das TO-Phonon mit dem "dressed photon" koppelt.
- 1965/66 Quantenmechanische Ableitung der Dielektrizitätsfunktion des gekoppelten Systems durch Singwi/Tosi /259/ und Lee/Tzoar /260/, welche zu gleichen Formeln wie bei Varga führt. Plasmonen werden durch die Resonanz mit LO-Phononen zu "dressed electrons".
- 1966 Erster experimenteller Nachweis der gekoppelten longitudinalen Moden durch Mooradian/Wright /209/ am n-GaAs mit Hilfe von Ramanmessungen. Da die Beobachtung in Rechtwinkelstreuung ($k \sim 10^6 \text{ cm}^{-1}$) erfolgte, konnten Änderungen in der Dispersion der Phononpolaritonen ($k = 0 \dots 10^4 \text{ cm}^{-1}$) nicht erkannt werden.
- 1967 Theoretische Arbeit von Tsu /67/, in welcher auf eine Kopplung der TO-Phononen mit dem "dressed photon" und eine daraus resultierende Modifizierung der Dispersionskurven hingewiesen wird.
- 1969 Ramanuntersuchungen in *Vorwärtsstreuung* ($k \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$) durch Patel/Slusher /211/ an verschiedenen GaAs-Proben mit unterschiedlicher Dotierung. Vergleich von gerechneten Dispersionskurven mit experimentellen Spektren; Beobachtung des Plasmaritonenverhaltens in Voigtkonfiguration im Magnetfeld. Von den berechneten vier Dispersionszweigen konnte ein Zweig experimentell nachgewiesen werden.
Die theoretische Erklärung dieser Effekte besorgten Platzmann und Wolff /261/262/.

- 1969 IR-Messung bei senkrechtem Einfall an drei dotierten GaAs-Kristallen durch Olson/Lynch /188/. Festlegung einer effektiven Masse und der Plasmonendämpfung durch Anpassungsrechnung an die gemessenen Spektren.
- 1970 Diskussion von berechneten Dispersionskurven (Daten aus der Literatur) für die Grenzfälle der rein räumlichen und rein zeitlichen Dämpfung am Beispiel von n-GaAs durch Alfano /82/. Die durch den Einfluß der freien Ladungsträger hervorgerufene Veränderung der Polaritonen wird erstmalig als Plasmariton bezeichnet. Diese entsteht durch die Kopplung des TO-Phonons mit dem "transversalen Plasmon" bzw. "dressed electron".

III. OBERFLÄCHENANREGUNGEN

- 1957 Theoretische Vorhersage der Oberflächenplasmonen für Metalle durch Ritchie /263/.
- 1968 Entwicklung der ATR-Methode und Beobachtung von Oberflächenplasmonen und deren Dispersion am Silber durch Otto /164/.
- 1971 Chui/Quinn sagen die Existenz von Oberflächenmoden vorher, welche aus einer Kopplung von Plasmon und Phonon hervorgehen /264/.
- 1971 Nachweis von Oberflächenpolaritonen am GaP durch Marschall et al. mit Hilfe der Gitterstrukturtechnik /265/266/.
- 1972 Verwendung der ATR-Methode zur Untersuchung der Oberflächenanregungen am GaP und InSb durch Fischer et al. /267/268/269/286/ und Bryksin et al. /270-273/.
- ab 1973 Untersuchung der Dispersion von Oberflächenwellen mittels ATR-Methode durch Gruppe Falge; Beobachtung der ordentlichen und außerordentlichen Dispersionszweige des einachsigen α -Quarz, Richtungsdispersion von Kristallschnitten /165/243/256/274-280/.
- 1973 Ramanstreuung am undotierten GaAs-Film durch Evans et al. /203/. Wegen der unterschiedlichen Verhältnisse zwischen Film und halbunendlichem Kristall hat diese Untersuchung keinen direkten Bezug zu den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen.
- 1976 ATR-Spektren der Oberflächen-Plasmaritonen von n-GaAs, Messung durch Holm und Palik /242/.

IV. MAGNETOPLASMARITON

- 1960-1964 Beobachtung der Aufspaltung der Plasmakante in Voigtgeometrie durch Lax/Wright et al. /218/281/ und Snaidower et al. /220/ und der Veränderung der Plasmakante in Faradaygeometrie durch Galeener /282/ und Palik et al. /283/.
- 1966 Klassische Theorie der Kopplung von LO-Phononen und Magneto-plasma durch Yokota /284/ für Voigt- und Faradaygeometrie bzw. durch Greene et al. für beliebige Geometrien /285/.
- 1968 Patel und Slusher /211/ beobachten einen der vier in Voigt-konfiguration aufgespaltenen Dispersionsäste in Ramanstreuung (s. auch G. II.).
- 1970 IR-Reflexionsuntersuchungen bei senkrechtem Einfall und Voigt-konfiguration durch Stimets und Lax /76/. Spektren bei 4 Tesla für ungünstigen InAs-Kristall; die gekoppelte Anregung ist kaum zu erkennen.
- 1970 Theoretische Abhandlung über Plasmonen im Magnetfeld unter Einbeziehung von polaren Phononen durch Palik und Furdyna /91/.
- 1972 Chiu und Quinn behandeln nach dem Verhalten von Oberflächenplasmonen im Magnetfeld /140/146/ auch die Einbeziehung von polaren Phononen und der Retardierung /147/.
- 1973/74 Palik et al. beobachten Oberflächenanregungen am InSb in Faradaykonfiguration /148/ und Hartstein et al. drei der vier aufgespaltenen Dispersionszweige des Oberflächenmagnetoplasmaritons für negative und positive k-Richtungen in Voigtgeometrie /152/.

H) ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE

Die Ergebnisse der vorliegenden experimentellen und numerischen Untersuchungen beziehen sich auf GaAs-Kristalle mit unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen, wobei zusätzlich der Einfluß statischer Magnetfelder berücksichtigt wird. Die Zielsetzung besteht einerseits darin, den Einfluß dieser Parameter auf Reflexions- und ATR-Spektren sowie auf die aus diesen Spektren ermittelten Dispersionskurven festzustellen, andererseits gilt es zu testen, in wieweit die ATR-Methode in ihrer Anwendung auf Volumen- und Oberflächenmoden zur Bestimmung von optischen und elektrischen Größen bei Halbleitern beitragen kann.

- 1) Von undotierten GaAs-Proben wurden Reflexions- und ATR-Spektren bei unterschiedlichen Einfallswinkeln unter Verwendung von verschiedenen ATR-Kristallen, d.h. bei Variation des Wellenvektors der einfallenden Strahlung aufgenommen (Abb. 66). Diese Spektren erlauben neben einer direkten Festlegung der Frequenz des TO-Phonons zu

$$\omega_T = 268 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$$

eine Bestimmung des oberen Polaritonenastes (Abb. 68a-d, 69-71). Aus dem Schnittpunkt des Polaritonenastes mit der ω -Achse ergibt sich die Frequenz des LO-Phonons zu

$$\omega_L = 292 \pm 2 \text{ cm}^{-1}.$$

Durch Variation von ϵ^∞ , der hochfrequenten Dielektrizitätskonstante, erfolgt Anpassung der gerechneten Dispersionszweige an die Meßpunkte. Dieser Parameter wird mit

$$\epsilon^\infty = 11,1 \pm 0,1$$

festgelegt. Über die LST-Relation läßt sich daraus der Wert für die niederfrequente Dielektrizitätskonstante mit

$$\epsilon^0 = 13,2 \pm 0,5$$

berechnen.

Ein Vergleich dieser Daten mit Literaturangaben, die teils aus Neutronen- bzw. Ramanstreuexperimenten, teils aus Reflexionsuntersuchungen bei senkrechtem Strahleinfall stammen, zeigt Übereinstimmung.

- 2) Bei dotierten GaAs-Proben koppelt die Plasmaschwingung mit den LO-Phononen, da beide Anregungen vergleichbare Energien besitzen; das Polariton geht in das Plasmariton über. Beide Dispersionszweige sind durch IR-Messung erfaßbar, da der bisher nicht beobachtbare untere Ast infolge der Kopplung in den der Messung zugänglichen Bereich rückt. Die Auswertung der entsprechenden Spektren (Abb. 67) bringt neben einer Bestätigung der unter 1) fixierten Größen für ω_T , ϵ^0 und ϵ^∞ die Festlegung der Plasmaritonendispersion (Abb. 68e-h, 72-75). Durch Berechnung dieser Zweige und Vergleich mit den Meßwerten ergibt sich daraus die Plasmaresonanzfrequenz, die als unbekannte Größen das Verhältnis n/m_{eff} (= Ladungsträgerkonzentration zu effektiver Ladungsträgermasse) beinhaltet. Durch Simulationsrechnung wird der Einfluß dieser beiden Parameter auf den Verlauf der Dispersionszweige geklärt (Abb. 76, 77). Es erweist sich, daß es möglich ist, aus der Lage und dem Verlauf der Kurven beide unbekannte Parameter getrennt zu ermitteln, solange sie als Konstante zu betrachten sind. Bei GaAs mit Ladungsträgerkonzentrationen $> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ gilt dies für die effektive Masse nicht mehr. Daher wurde die aus Hallmessungen bekannte Konzentration n verwendet und

$$m_{\text{eff}} = f(n)$$

festgelegt (Tabelle 5); es erfolgt ein Vergleich dieser Werte mit Literaturangaben (Tabelle 7, Abb. 78).

- 3) Die Interpretation von Reflexions- und ATR-Spektren erfordert die Einführung von phänomenologischen Dämpfungsgrößen für Phononen (γ) und Plasmonen (Γ). Vor einer Festlegung dieser Parameter wird ihr Einfluß auf den Verlauf der Spektren durch Variation beider Größen

studiert (Abb. 79-82). Durch Vergleich von berechneten und gemessenen Spektren (Abb. 83-85) ist für dotierte und undotierte GaAs-Proben als Phononendämpfung ein Wert von

$$\gamma = 4 \pm 1 \text{ cm}^{-1}$$

festzuhalten.

Die phänomenologische Plasmonendämpfung läßt sich unter Verwendung der Gleichstrombeweglichkeit aus Hallmessungen berechnen. Die Dämpfungswerte liegen, je nach Dotierung, zwischen 30 und 80 cm^{-1} . Der Vergleich dieser berechneten Werte ergibt im Rahmen der Meßgenauigkeit Übereinstimmung mit Dämpfungswerten, die aus der Simulation von ATR-Spektren folgen (Abb. 84, 85).

- 4) Die Spektren von Oberflächenpolaritonen und -plasmaitonen an unterschiedlich dotierten Proben (Abb. 86, 87) ermöglichen die experimentelle Festlegung der Dispersionskurven (Abb. 88, 89-92). Ein Vergleich dieser Zweige mit berechneten Kurven führt zur Bestätigung der Nichtparabolizität des Leitungsbandes.
- 5) Mit Hilfe der unter 1) bis 3) festgelegten Daten werden die Dispersionskurven für den Grenzfall der rein räumlichen Dämpfung berechnet (Abb. 96-99). Eine Variation der Dämpfungsparameter zeigt den Einfluß beider Größen auf den Verlauf der rückläufigen Zweige und auf die Lage der Umkehrpunkte. Infolge der sehr hohen Plasmonendämpfung bei hochdotierten GaAs-Kristallen wird die Kopplung der Moden teilweise aufgehoben (Abb. 98).
- 6) Während die Berechnung der unter 4) beschriebenen Dispersionskurven nach den auf dem Konzept der Normalmoden beruhenden Dispersionsgleichungen erfolgte, wird in Abschnitt F. I.10. eine Vielschichtreflexionsformel herangezogen, welche experimentelle Abhängigkeiten wie Strahlungsdämpfung mit einbezieht (Abb. 100-102).

- 7) Wählt man den Abstand zwischen ATR-Zylinder und Probe derart, daß die durch die Interferenz des Lichtes zusätzlich erscheinenden Zweige in den Bereich der Reststrahlenbanden fallen, so ist der Verlauf der Dispersionszweige der Elementaranregungen gestört (Abb. 103, 104). Es wird in Abschnitt F. I.10.b. geklärt, wie dieses Phänomen bei der Auswertung zu berücksichtigen ist, bzw. bei der Messung vermieden werden kann.
- 8) In Voigtkonfiguration spalten bei Polarisierung der einfallenden Welle senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes die Dispersionszweige der Plasmaritonen auf (Abb. 25-28, 121-123); die neu entstehenden Elementaranregungen sind Magnetoplasmaritonen. Die Größe der Auspaltung ist anhand der Kopplungskurve (Abb. 95) abschätzbar. Neben dem Einfluß des Feldes auf den Verlauf der Reflexionsspektren (Abb. 105) wird numerisch nachgewiesen, welche Bedeutung der Plasmonendämpfung dabei zukommt (Abb. 106).
- 9) Die Existenz der Magnetoplasmaritonen wird experimentell an drei hochdotierten Exemplaren gezeigt (Abb. 109-111). Aufgrund von Instabilitäten der Meßanordnung bei hohen Magnetfeldern sind die gemessenen Spektren nur bedingt mit den berechneten zu vergleichen (Abb. 114-116).
- 10) Wählt man die Polarisierung der einfallenden Welle in Voigtkonfiguration so, daß der Feldvektor in Richtung des Magnetfeldes läuft, so verläuft die Bewegung der Ladungsträger unverändert. Dies wird anhand von Spektren nachgewiesen (Abb. 112).
- 11) Die unter 9) erwähnte Differenz der Intensitäten zwischen Theorie und Experiment beeinflußt nicht die Auswertbarkeit der Spektren bezüglich der Frequenz. Die Wendepunkte der Reflexionsspektren werden mit den berechneten Dispersionszweigen der Magnetoplasmaritonen verglichen (Abb. 117-119).

- 12) Für die Faradaykonfiguration werden Dispersionskurven berechnet (Abb. 21-24, 123-125), bei welchen je nach Drehsinn der Polarisation der einfallenden Welle eine Verschiebung zu höheren oder niedrigeren Frequenzen bewirkt wird und die für die CRA-Mode den Verlauf des gekoppelten Helikons numerisch zeigen.

Zur Einordnung der hier angeführten Messungen und Berechnungen sind die dieser Arbeit vorangegangenen Untersuchungen zu erwähnen.

Nachdem Mooradian /209/ 1966 die gekoppelten Plasmonphononen experimentell nachgewiesen hatte, gelang es 1969 Patel und Slusher /211/, ebenfalls Raman-spektroskopisch, auch die mit dieser Kopplung im Zusammenhang stehenden Plasmaritonen durch das Experiment zu bestätigen. Patel und Slusher haben die Ergebnisse ihres Experiments mit berechneten Dispersionskurven verglichen; dies sind bis heute die einzigen experimentell bestätigten Dispersionskurven für Volumenplasmaritonen in einem dotierten Halbleiter.

Obwohl seit langem bekannt ist, daß aus Reflexionsspektren, aufgenommen bei senkrechter Einstrahlung, durch Anpassungsrechnung oder Auswertung der Reflexionsminima die Parameter wie Phononenfrequenzen, Dämpfungsgrößen und effektive Ladungsträgermassen bestimmt werden können /199/, /213/216/ wurde bisher nicht untersucht, welche Information in IR-Reflexionsspektren, die bei variablem Wellenvektor aufgenommen wurden, enthalten ist.

Parallel zur vorliegenden Arbeit führten Holm und Palik /197/ ATR-Messungen an Oberflächenplasmaritonen von GaAs durch. Es ergeben sich keine Widersprüche zu den Ergebnissen dieser Untersuchungen.

Seit Anfang der 60er Jahre ist bekannt, daß die Plasmakante im Magnetfeld Veränderungen erfährt. Hierzu existieren mehrere Magnetoreflexionsuntersuchungen an III/V-Kristallen und anderen Halbleiterverbindungen /218/220/. Das Plasmariton, das neben den vom Polariton aufgeprägten Phonon- und Photoneigenschaften auch Plasmaanteile enthält, verhält sich wie die Plasmakante. Seine beiden Dispersionszweige spalten in Voigt-konfiguration bei TH-Polarisation in 4 Zweige auf. Patel und Slusher /211/ haben im Rahmen ihrer Magnetfelduntersuchungen einen der neuen

niederfrequenten Äste durch Ramanstreuung nachgewiesen. In der vorliegenden Arbeit wird die Bestätigung für die Aufspaltung des hochfrequenten Plasmaritonenastes durch IR-Messung der beiden resultierenden Zweige erbracht.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ F.A. Johnson, W. Cochran, Proc.Int.Conf.Phys.Semicond. Exeter 1962) 498, Inst.Phys.Soc.London 1962
- /2/ G. Dolling, J.L.T. Waugh in Lattice Dynamics, ed: R.F. Wallis, Pergamon Press London 1965
- /3/ H. Bilz, W. Kress, Phonon Dispersion Relations in Insulators, Sol.State Sc. 10, Springer, Berlin 1979
- /4/ K. Huang, Proc.Roy.Soc. A208 (1951) 352
- /5/ R.H. Lyddane, R.G. Sachs, E. Teller, Phys.Rev. 59 (1941) 637
- /6/ M. Born, Dynamik der Kristallgitter, Teubner, Leipzig 1915
- /7/ M. Born, K. Huang, Dynamical Theory of Crystal Lattices, Claredon Press, Oxford 1954
- /8/ R. Claus, phys.stat.sol. (b) 99 (1980) XXX
- /9/ W. Cochran, R.A. Cowley, J.Phys.Chem.Solids 23 (1962) 447
- /10/ L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Lehrbuch der theor. Physik Bd. VIII, Academie Verlag, Berlin 1971
- /11/ F. de Martini, Proc.Int.School Phys. Enrico Fermi Kurs LII ed: E. Burstein, Academic Press 1972
- /12/ R. Claus, Exp. Untersuchungen zur Phononpolaritonendispersion an anisotropen Kristallsystemen, Habilschrift Universität München 1976
- /13/ R. Claus, Vorlesungsskriptum zur Vorlesung über Kristalloptik/Gitterdynamik, SS 1978, Universität München
- /14/ R. Claus, L. Merten, J. Brandmüller, Springer Tracts of Modern Physics 75, Springer Berlin 1975
- /15/ -E. Burstein, Optical Investigation of Phonons and Plasmons ed: A.A. Maradudin, G.F. Nardelli, Elementary Excitations in Solids, Plenum Press N.Y. 1969
 -Optical Properties of a Dielectric Medium, ed: R. Kubo, H. Kamimura, Proc. of 1966 Tokyo Summer School, N.Y. 1967
 -Comments Sol. State Phys. 1 (1969) 202
 -E. Burstein, A. Pinczuk, R.F. Wallis, Proc. Semicond. Conf. ed: D.L. Carter, R.T. Bate, The Physics of Semimetals and Narrow Gap Semiconductors, Pergamon Press, N.Y. 1971
 -E. Burstein in Phonons and Phonon Interaction, ed: T.A. Bak, p. 276, Benjamin, N.Y. 1964

- /16/ R. Herrmann, U. Preppernau, Akademie-Verlag 1979 Berlin
(Springer, Wien, N.Y.) Elektronen im Kristall
- /17/ T. Kurosawa, J.Phys.Soc.Jpn 16 (1961) 1298
- /18/ R.M. Pick, Adv.Phys. 19 (1970) 269
- /19/ A.S. Barker Jr., Phys.Rev. 136 (1964) 1290
- /20/ R. Loudon, Adv.Phys. 13 (1964) 423
- /21/ R. Loudon, Adv.Phys. 14 (1965) 621
- /22/ L. Merten, Z.Naturf. 15a (1960) 47
- /23/ R. Claus, Phys.Stat.Sol. (b) 88 (1978) 683
L. Merten, R. Claus, Phys.Stat.Sol. (b) 89 (1978) 159
- /24/ R. Claus, G. Borstel, Phys.Stat.Sol. (b) 88 (1978) K123
- /25/ O. Madelung, Festkörpertheorie I (Elementare Anregungen),
Springer, Berlin 1975
- /26/ O. Madelung, Grundbegriffe der Halbleiterphysik, Springer, Ber-
lin 1970
- /27/ Ch. Kittel, Festkörperphysik, Oldenburg, München 1973
- /28/ K.W. Hellwege, Einführung in die Festkörperphysik, Springer,
Berlin 1976
- /29/ P. Grosse, Freie Elektronen in Festkörpern, Springer, Berlin
1979
- /30/ H. Welker, Z.Naturf. 7a, 744 (1952)
- /31/ H. Rieck, Halbleiterlaser, G. Braun, Karlsruhe 1968
- /32/ O. Madelung, Physics of III/V-Compounds, J. Wiley + Sons,
N.Y. 1964
- /33/ C. Hilsum, Progress in Semiconductors, Vol. 9, ed: A.F. Gibson,
R.E. Burgess, London 1965
- /34/ F. Bassani, Semiconductors and Semimetals Bd. I, ed: R.K. Willard-
son, A.C. Beer, p. 21, Academic Press, N.Y. 1966
- /35/ E.O. Kane, Physics of III/V-Compounds, J. Wiley + Sons, N.Y.
1964, p. 75
- /36/ J. Callaway, Energic Band Theory, Pure and Applied Physics,
Bd. 16, Academic Press N.Y. 1964
- /37/ W. Brauer, H.W. Streitwolf: Theoretische Grundlagen der Halbleiter-
physik, Vieweg, Braunschweig 1977
- /38/ M. Cardona, Semiconductors and Semimetals 3 (1967) 125
- /39/ F.N. Pollak, C.W. Higginbotham, M. Cardona, Proc.Int.Conf. Semi-
cond. Phys. p. 20, Kyoto 1966, J.Phys.Jpa.Soc. 21, Suppl.
- /40/ C. Hilsum aus Physique des Semiconductors, Comptes Rendues du
7^e Congres Int. Dunod, Paris 1964

- /41/ G.F. Koster in Sol.State Physics Bd. 5, p. 173 ed: F. Seitz, D. Turnball, Academic Press Inc. N.Y. 1957
- /42/ L. Nordheim, Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik IV, 4, p. 798 (1934)
- /43/ B. Lax, J.G. Mavroides, Sol.State Phys. Advances in Research and Application 21, ed: F. Seitz, D. Turnball, H. Ehrenreich, p. 193, N.Y. 1967
- /44/ K. Seeger: Semiconductor Physics, Springer, Wien 1973
- /45/ E.O. Kane, J.Phys.Chem.Sol. 1 (1956) 249
- /46/ H. Hauser, Thesis TU Braunschweig 1974, Definition und Temperaturabhängigkeit der effektiven Masse im nichtparabolischen InSb LB
- /47/ R.B. Adler, A.C. Smith, R.L. Longini, Introduction to Semiconductor Physics, Wiley + Sons, N.Y. 1966 Kap. 3
- /48/ F. Stern, Elementary Theory of the Optical Properties of Solids in Sol.State Phys. Vol. 15, p. 299, ed: F. Seitz, D. Turnball
- /49/ F.J. Blatt in Sol.State Physics, Bd. 4, p. 200, ed: F. Seitz, D. Turnball, Academic Press Inc. N.Y. 1957
- /50/ H. Bross, Vorlesung Festkörperphysik I, WS 1979/80, Universität München
- /51/ M.A. Omar, Elementary Solid State Physics, Addison-Wesley Publ. Comp. Reading 1975
- /52/ G. Harbeke, Prop. of Solids, ed: F. Abelès, Amsterdam/London 1972
- /53/ T.S. Moss, G.J. Burrell, B. Ellis, Semiconductor Optoelectronic, Butterworth, London 1973
- /54/ D.L. Greenaway, G. Harbecke, Optical Properties and Band Structures of Semiconductors, Pergamon Press Oxford 1968
- /55/ I.L. Kudman, L. Vieland, J.Phys.Chem.Sol. 24 (1963) 967
- /56/ J.G. Mavroides aus Opt. Properties of Solids ed: F. Abelès Amsterdam/London 1972, p. 355
- /57/ P.M. Platzman, P.A. Wolff, Adv. in Research and Applications, Sol.State Phys., ed: H. Ehrenreich, F. Seitz, D. Turnball, Academic Press, N.Y. 1973
- /58/ M. Glicksman, Plasmas in Solids, wie /50/ Vol. 26, p. 275
- /59/ D. Bohm, D. Pines, Phys.Rev. 82 (1951) 625
Phys.Rev. 85 (1952) 338, Phys.Rev. 92 (1953) 609
- /60/ P. Nozière, D. Pines, Phys.Rev. 109 (1958) 741, Phys.Rev. 109 (1958) 762, Phys.Rev. 109 (1958) 1062
- /61/ D. Pines, Elementary Excitations in Solids, Benjamin, N.Y. 1963

- /62/ J.A. Ratcliffe, The Magnetoionic Theory and its Applications to the Ionosphere, University Press, Cambridge 1959
- /63/ L. Tonks, I. Langmuir, Phys.Rev. 33 (1929) 195
- /64/ B. Tell, R.J. Martin, Phys.Rev. 167 (1968) 381
- /65/ A. Pinczuk, G. Abstreiter, P. Trommer, M. Cardona, Sol.State Comm. 21 (1977) 959
- /66/ A. Mooradian, A.L. Mc Whorter, Light Scattering in Solids, ed: G.B. Wright, p. 285, Springer, N.Y. 1969
- /67/ R. Tsu, Phys.Rev. 164/2 (1967) 380
- /68/ M.E. Kim, A. Das, S.D. Senturia, Phys.Rev. 18/12 (1978) 6890
- /69/ B. Ancker-Johnson, Semiconductors and Semimetals Bd. I, Optical Properties of III/V-Compounds, ed: R.K. Willardson, A.C. Beer, Academic Press, N.Y. 1968
- /70/ P. Resibois, Individual and Collective Excitations in an Electron Gas, ed: A.A. Maradudin, G.F. Nardelli, Elementary Excitations in Solids, Plenum Press, N.Y. 1969
- /71/ J.M. Ziman, Electrons and Phonons, Claredon Press Oxford 1960
- /72/ J. Lindhard, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.fys.Medd. 28, 18 (1954)
- /73/ R. Claus, Vorlesungsskriptum zur Vorlesung über Leiter und Halbleiter, Universität München, WS 1979/80
- /74/ I. Yokota, J.Phys.Soc.Jpn. 16 (1961) 2075
- /75/ B.B. Varga, Phys.Rev. 137 (1965) A 1896
- /76/ R.W. Stimets, B. Lax, Phys.Rev. B 1/12 (1970) 4720
- /77/ G. Borstel, L. Merten, p. 71, wie /136/
- /78/ L. Merten in Festkörperprobleme XII, ed: O. Madelung, Vieweg Braunschweig 1972, p. 343
- /79/ G. Lamprecht, L. Merten (II. Teil) Phys.Stat.Sol. (b) 55 (1973) 33
- /80/ H.J. Falge, Infrarotspektroskopische ATR-Untersuchungen von Volumen- und Oberflächen-Phononpolaritonen an einachsigen Kristallen, Thesis Universität München 1974
- /81/ L. Merten, G. Borstel, Z. Naturf. 27a (1972) 1792
- /82/ R.R. Alfano, J.Opt.Soc.Am. 60 (1970) 66
R.R. Alfano, T.G. Giallorenzi, Opt.Comm. 4 (1971) 271
- /83/ E. Schuller, Die Dispersion polarer Gitterwellen in halbunendlichen einachsigen Kristallen mit besonderer Berücksichtigung der Dämpfung, Thesis Universität München 1976
- /84/ E. Schuller, H.J. Falge, G. Borstel, Phys.Lett. 54A (1975) 317
- /85/ V.M. Evdokimov, A.A. Kukharskii, V.K. Subashiev, Sov.Phys.Semicond. 4 (1970) 476

- /86/ A.A. Kukharskii, Sov.Phys.Sol.State 14/6 (1972) 1501
- /87/ A.A. Kukharskii, Sol.State Comm. 13 (1973) 1761
- /88/ S. Perkowitz, Phys.Rev. B 9/2 (1974) 545
- /89/ S. Perkowitz, R.H. Thorland, phys.stat.sol. (b) 73 (1976) 503
Sol.State Comm. 16 (1975) 1093
- /90/ M. Giehler, E. Jahne, phys.stat.sol. (b) 73 (1976) 503
- /91/ E.D. Palik, J.K. Furdyna, Rep.Prog.Phys. 33 (1970) 1193
- /92/ G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, Magneto-optical Effects in Solids, Proc.Int.School of Physics Enrico Fermi Kurs XXXIV ed: J. Tanc, Optical Properties of Solids, N.Y., London 1966
- /93/ E. Burstein, p.1. aus Physics of Solids in Intense Magnetic Fields, ed: E.D. Haidemenakis Plenum Press, N.Y. 1969
- /94/ E.D. Palik: Appl.Opt. 6/4 (1967) p. 597
- /95/ E.D. Palik, B.W. Henvis aus FIR-Properties of Solids, N.Y. 1970 p. 134
- /96/ B. Lax, J.G. Mavroides, Appl.Opt. 6/4 (1967) 647
- /97/ R. Kaplan, Appl.Opt. 6/4 (1967) 685
- /98/ R. Kaplan, K.L. Ngai, Comm.Sol.State Phys. 5/6 (1973) 157, Comm.Sol.State Phys. 6/1 (1974) 17, Comm.Sol.State Phys. 6/2 (1974) 23
- /99/ B. Lax, J.G. Mavroides, Sol.State Phys. 11, ed: F. Seitz, D. Turnball, p. 261, Academic Press N.Y. 1960
- /100/ B. Lax: Proc.Int.School of Physics Enrico Fermi Kurs XXII, Academic Press N.Y. 1963
- /101/ B. Lax: IRE Trans. MTT-9 (1961) 83
- /102/ S.D. Smith, Magneto-optics in Optical Properties of Solids, Kap. 4 p. 85, ed: S. Nudelman, S.S. Mitra, Plenum Press 1969
- /103/ S.D. Smith aus Handb. d. Physik, Bd. XXV/2a (1967) 234
- /104/ E.D. Palik, G.B. Wright aus Bd. 3, Semiconductors and Semimetals, Optical Properties of III/V-Compounds, ed: R.K. Willardson, A.C. Beer, Academic Press, N.Y. 1968
- /105/ S. Iwasa, Physics of Solids in Intense Magnetic Fields p. 126 ed: Haidemenakis, Plenum Press, N.Y. 1969
- /106/ E.D. Palik, S. Teitler, B.W. Hennig, R.F. Wallis, p. 11, Proc. Int.Conf. Semicond.Phys. Rom
- /107/ J.K. Galt, Proc.Int.Conf. High Magnetic Fields, Cambridge 1961, ed: H. Holm, B. Lax, F. Bitter, R. Mills, Wiley + Sons N.Y. 1962
- /108/ K. Lischka, A. Philipp, K. Seeger, F. Kuchar, Acta Physica Austriaca 37 (1973) 227

- /109/ B. Lax, Proc.Int.Conf.Semicond.Phys. Kyoto, J.Phys.Coc.Jpn 21/
Suppl. (1966) 165
- /110/ B. Lax, J.G. Mavroides aus Semiconductors and Semimetals,
Optical Properties of III/V-Compounds Bd. 3, Kap. 8, ed:
R.K. Willardson, A.C. Beer, Academic Press, N.Y. 1968
- /111/ J.G. Mavroides, Kap. 7 aus Opt.Prop. of Solids, ed: F. Abelès,
North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1972
- /112/ M. Born, Optik, Springer 1972, M. Born, E. Wolf, Principles of
Optics, Pergamon Press 1975
- /113/ V. Sawada, E. Burstein, D.L. Carter, p. 70, Plasma Effects
in Solids Dunod, Paris 1965
- /114/ J.K. Furdyna, Helicons, Magnetoplasmaedge and Faradayrotation
in SSP at Microwave Frequencies, Appl.Opt. 6 (1967) 675
- /115/ P. Aigrain, Proc.Int.Conf.Semiconductors Phys. Prague 1960,
p. 224, Czech.Acad.Sci., Prague 1961
- /116/ A. Libchaber, R. Veilex, Phys.Rev. 127 (1962) 774, Proc.Int.
Conf.Phys.Semicond. Exeter 1962 p. 138, London 1962
- /117/ J.K. Furdyna, Phys.Rev.Lett. 16 (1966) 646, Rev.Sci.Instr. 37
(1966) 462
- /118/ E. Cohn, Das elektromagneitsche Feld, Leipzig 1900
- /119/ J. Zenneck, Ann.Phys. 23 (1907) 846
- /120/ A. Sommerfeld, Ann.Phys. 28 (1909) 665
- /121/ K.L. Kliewer, R. Fuchs, Aspects of the Study of Surfaces,
Advances in Chemical Physics Bd. XXVII, ed: I. Prigogine,
St.A.Rice, J. Wiley + Sons, N.Y. 1974
- /122/ U. Fano, J.Opt.Soc.Am. 31 (1941) 213
- /123/ O. Madelung, Festkörpertheorie III Lokalisierte Zustände,
Springer Berlin 1973
- /124/ R. Englman, R. Ruppin, J.Phys. C1 (1968) 614
- /125/ R. Ruppin, R. Englman, J.Phys. C1 (1968) 630
- /126/ R. Englman, R. Ruppin, J.Phys. C1 (1968) 1515
- /127/ R. Ruppin, R. Englman, Rep.Progr.Phys. 33 (1970) 149
- /128/ E.N. Economon, K.L. Ngai, Aspects of the Study of Surfaces,
Advances in Chemical Physics, Bd. XXVII, ed: I. Prigogine,
St.A.Rice, J. Wiley + Sons, N.Y. 1974
- /129/ V.V. Bryksin, D.N. Mirlin, Yu.A. Firsov, Sov.Phys. - Usp. 17
(1974) 305
- /130/ V.M. Agranovich, Sov.Phys. - Usp. 18 (1975) 99
- /131/ E. Burstein, W.P. Chen, V.J. Chen, A. Hartstein, J.Vac.Sci.
Technol. 11 (1974) 1004

- /132/ G. Borstel, H.J. Falge, phys.stat.sol. (b) 83 (1977) 11
- /133/ G. Borstel, H.J. Falge, A. Otto, Springer Tracts in Modern Physics Bd. 74, ed: G. Höhler, E.A. Nieklich, Springer Berlin 1974
- /134/ A. Otto: in Festkörperprobleme XIV, ed: H.J. Queisser, Vieweg, Braunschweig 1974, p. 1
- /135/ R.J. Bell, R.W. Alexander, Jr., L.A. Ward, I.L. Tyler, Surf. Sci. 48 (1975) 253
- /136/ A. Otto: in Proc.Taormina Conf. on Polaritons, ed: E. Burstein, F. de Martini, p. 117, Pergamon Press N.Y. 1974
- /137/ C.A. Ward, K. Bhasin, R.J. Bell, R.W. Alexander, I.L. Tyler, J. Chen, Phys. 62 (1975) p. 1674, p. 4960
- /138/ R.J. Bell, R.W. Alexander, Jr., W.F. Parks, G.S. Kovener, Opt. Comm. 8 (1973) 147
- /139/ C.A. Ward, R.J. Bell, R.W. Alexander, Jr., G.S. Kovener, I.L. Tyler, Appl.Opt. 13 (1974) 2378
- /140/ K.W. Chiu, J.J. Quinn, Il Nuovo Cimento 10 (1972) 1
- /141/ A. Otto, Spectroscopy of Surface Polaritons, ed: B.O. Seraphin, Optical Properties of Solids, New Developments, North Holland Publ. + Co, Amsterdam 1976
- /142/ E. Burstein, A.Hartstein, J. Schoenwald, A.A. Maradudin, D.L. Mills, R.F. Wallis, in Polaritons p. 89, ed: E. Burstein, F. de Martini Pergamon Press, N.Y. 1974
- /143/ G. Borstel, H.J. Falge, Appl.Phys. 16 (1978) 211
- /144/ A. Otto, Optik 38 (1973) 566
- /145/ J.J. Quinn, S. Rodriguez, Phys.Rev. 128 (1962) 2485
- /146/ K.W. Chiu, J.J. Quinn, Phys.Rev. B 5/12 (1972) 4707
- /147/ K.W. Chiu, J.J. Quinn, Phys.Rev.Lett. 29/9 (1972) 600
- /148/ E.D. Palik, R. Kaplan, R.W. Gammon, H. Kaplan, J.J. Quinn, R.F. Wallis, Phys.Lett. A45 (1973) 143
- /149/ J.J. Brion, R.F. Wallis, A. Hartstein, E. Burstein, Phys.Rev. Lett. 28/22 (1972) 1422
- /150/ J.J. Brion, R.F. Wallis, A. Hartstein, E. Burstein, Surf.Sci. 34 (1973) 73
- /151/ R.F. Wallis, J.J. Brion, E. Burstein, A. Hartstein, Phys.Rev. 9/8 (1974) 3424
- /152/ A. Hartstein, E. Burstein, Sol.State Comm. 14 (1974) 1223
- /153/ E.D. Palik, R.W. Gammon, H. Kaplan, R.F. Wallis, J.J. Quinn, Phys.Rev. B 13/6 (1976) 2497

- /154/ A. Hartstein, E. Burstein, E.D. Palik, R.W. Gammon, B.W. Hennis, Phys.Rev. B 12/8 (1975) 3186
- /155/ E.D. Palik, R. Kaplan, R.W. Gammon, H. Kaplan, R.F. Wallis, J.J. Quinn, Proc.Int.Conf.Phys.Semond. 1974 Stuttgart, ed: M. Pilkuhn, Teubner, Stuttgart 1974
- /156/ J.J. Quinn, R.W. Chiu, p. 259 of Polaritons, Taormina Conf. ed: E. Burstein, F. de Martini, Pergamon Press, N.Y. 1974
- /157/ R.F. Wallis, J.J. Brion, E. Burstein, A. Hartstein, p. 1448, Proc.Int.Conf.Phys.Semicond. Warschau 1972, Polish-Scientific-Publishers, Warschau 1972
- /158/ K.W. Chiu, J.J. Quinn, p. 1455, Proc.Int.Conf.Phys.Semicond. Warschau 1972, Polish-Scientific-Publishers, Warschau 1972
- /159/ J.J. Quinn, K.W. Chiu, p. 259 aus Light Scattering in Solids G.B. Wright, Springer, N.Y. 1969
- /160/ R.F. Wallis, DFG-Tagung of Surface Polaritons in High Magnetic Fields, p. 1 (1974) Würzburg 1974
- /161/ E.D. Palik, A. Hartstein, p. 46, wie /152/
- /162/ G.C. Aers, A.D. Boardman, J.Phys. C11 (1978) 945
- /163/ C.H. Henry, J.J. Hopfield, Phys.Rev.Lett. 15 (1965) 964
- /164/ A. Otto, phys.stat.sol. 26 (1968) K 99; Z.Physik 216 (1968) 398
- /165/ H.J. Falge, A. Otto, W. Sohler, phys.stat.sol. (b) 63 (1974) 259
- /166/ N.J. Harrick, Internal Reflection Spectroscopy, Wiley, N.Y. 1967
- /167/ H.J. Falge, Die Infrarotspektroskopische Untersuchung von Volumen- und Oberflächen-Phononpolaritonen, Habilitationsschrift Universität München 1979
- /168/ R. Claus, Vorlesungsskriptum Spektroskopische Methoden, WS 79/80, Universität München
- /169/ H.J. Falge, E. Schuller, G. Borstel, phys.stat.sol. (b) 78 (1976) 123
- /170/ K.M. Häußler, Diplomarbeit Universität München 1978, IR-Spektroskopische Untersuchungen an Kristallen mit Granatstruktur
- /171/ H. Wolter in Handb. d. Physik, Vol. XXIV, ed: S. Flügge, Springer Berlin 1956
- /172/ W. Sohler, Opt.Comm. 10 (1974) 203
- /173/ I.L. Tyler, B. Fischer, R.J. Bell, Opt.Comm. 8/2 (1973) 145
- /174/ G. Torkar, Diplomarbeit Universität München 1978, ATR-Untersuchungen von Phononpolaritonen an Galliumarsenid
- /175/ A. Otto: in Polaritons p. 117, ed: E. Burstein, F. de Martini, Pergamon Press, N.Y. 1974
- /176/ Beckman IR 9, Instruction Manual

- /177/ Polytec Manual für Fourierspektrometer FIR 30
- /178/ F.R. Kessler, H. Brendecke, aus wiss. Berichten der HMFA Braunschweig, Folge 2, Nr. 20 p. 82 (1974)
- /179/ F. Dildey, Diplomarbeit TU Braunschweig (1978), Magnetoplasmaresonanz an Silizium variabler Dotierung
- /180/ Informationsschrift der HMFA Braunschweig, Physikzentrum der TU Braunschweig (1975)
- /181/ R.A. Smith, F.E. Jones, R.P. Chasma, Detection and Measurement of IR-Radiation, Clarendon Press, Oxford 1968
- /182/ W.F. Passchier, D.D. Konijik, M. Mandel, M.N. Afsar, J.Phys. D.Appl.Phys. 10, 509 (1977)
- /183/ E.v. Loewenstein, D.R. Smith, R.L. Morgan, Appl.Opt. 12 (1973) 398
- /184/ E. Schuller, Diplomarbeit 1973 Universität München, IR-Spektroskopische Untersuchungen von Oberflächen-Phononpolaritonen an mehratomigen kubischen Kristallen
- /185/ Y.I. Ukhanov, Sov.Phys.-Sol.State 5 (1963) 75
- /186/ K.O. Kada, T. Oku, Jpn.J.Appl.Phys. 6 (1967) 276
- /187/ M. Cardona, Phys.Rev. 121 (1961) 752
- /188/ C.G. Olson, D.W. Lynch, Phys.Rev. A177 (1969) 1231
- /189/ W.G. Spitzer, J.M. Whelan, Phys.Rev. 114 (1959) 59
- /190/ H. Piller, Proc.Int.Conf.Semicond.Phys., J.Phys.Soc.Jpn.Suppl. 21 (1966) 206
- /191/ N.K.S. Gaur, Physica 36 (1967), Physica 48 (1970) 112
- /192/ E.D. Palik, J.R. Stevenson, R.F. Wallis, Phys.Rev. 124/3 (1961) 701
- /193/ B. Rheinländer, S. Haase, H. Weinert, phys.stat.sol. (b) 83 (1977) K83
- /194/ J.W. Philbrick, C.H. Pillus, C.P. Schneider, Sol.Stat.Technol April 1973
- /195/ E.D. Palik, R.T. Holm, J.W. Gibson, Thin Solid Films 47 (1977) 167
- /196/ S. Perkowitz, J. Breecher, Infr.Phys. 13 (1973) 321
- /197/ R.T. Holm, J.W. Gibson, E.D. Palik, J.Appl.Phys. 48/1 (1977) 212
- /198/ S. Perkowitz, R.H. Thorland, Phys.Rev. B 9/2 (1974) 545
- /199/ J.F. Black, E. Lanning, S. Perkowitz, Infrared Phys. 10 (1970) 125
- /200/ H. Sobotta, H. Neumann, A. Müller, V. Riede, Sol.State Electronics 21 (1978) 699

- /201/ S. Iwasa, I. Balsev, E. Burstein, Physique des Semiconducteurs
Complets Rendues du 7^e Congrès International p. 1077, ed:
M. Hulin, Dunod, Paris 1964
- /202/ R.K. Willardson, A.C. Beer (ed.), Semiconductors and Semimetals
Bd. I, Bd. III, Optical Properties of III/V-Compounds, Academic
Press, N.Y. 1968
- /203/ D.J. Evans, S. Ushioda, J.D. Mc Mullen, Phys.Rev.Lett. 31 (1973)
369
- /204/ R.W. Gammon, E.D. Palik, J.Opt.Soc.Am. 64/3 (1974) 350
- /205/ N.S.K. Gaur, Physica 64 (1973) 613
- /206/ C.J. Johnson, G.H. Sherman, R. Weil, Appl.Opt. 8/8 (1969) 1667
- /207/ S. Katayama, D. Murase, K. Kawamura, Sol.State Comm. 16 (1975)
945
- /208/ A.A. Kukharskii, Sol.State Comm. 13 (1973) 1761
- /209/ A. Mooradian, G.B. Wright, Phys.Rev.Lett. 16 (1966) 999
- /210/ M. Nippus, R. Claus, Z. Naturforschg. 32a (1977) 731
- /211/ C.K.N. Patel, R.E. Slusher, Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 282
- /212/ V.I. Zemski, E.L. Ivchenko, D.N. Mirlin, I.I. Reshina, Sol.
State Comm. 16 (1975) 221
- /213/ H.Y. Fan, M. Becker, Semiconducting Material, ed: K. Henisch
Butterworth London (1951)
- /214/ W.G. Spitzer, H.Y. Fan, Phys.Rev. 106/5 (1957) 882
- /215/ H.Y. Fan, in /194/ p. 405
- /216/ H.A. Lyden, Phys.Rev. 134/4/7 (1964) 1106
- /217/ B. Rheinländer, phys.stat.sol. (b) 55 (1973) K69
- /218/ B. Lax, G.B. Wright, Phys.Rev.Lett. 4 (1960) 16
- /219/ G.B. Wright, B. Lax, J.Appl.Phys.Suppl. to Vol. 32 / Nr. 10
(1961) 2113
- /220/ L. Snaidower, J. Rauluszkiewicz, R.R. Galazka, phys.stat.sol. 6
(1964) 549
- /221/ B. Lax, Proc.Int.Conf.Phys.Semicond., ed: F.G. Fumi, Rome 1976
North-Holland Publ.Comp., Amsterdam 1976
- /222/ T.S. Moss, Optical Properties of Semiconductors, Academic Press,
1959
- /223/ M. Altarelli, N.O. Lipari, p. 811, Proc.Int.Conf.Phys.Semicond.,
ed: F.G. Fumi, Rome 1976, North-Holland Publ.Comp., Amsterdam
1976
- /224/ L.C. Barcus, A. Perlmutter, J. Callaway, Bull.Am.Phys.Soc.,
Ser. II.3 (1958) 30

- /225/ H. Ehrenreich, Phys.Rev. 120 (1960) 1951
- /226/ K. Hess, D. Bimberg, N.O. Lipari, J.U. Fischbach, M. Altarelli, Proc.Int.Conf.Phys.Semicond. Rome 1976, North-Holland Publ.Comp., Amsterdam 1976, p. 142
- /227/ M. Chamberlain, P.E. Simmonds, R.A. Stradling, C.C. Bradley, Proc.Int.Conf.Phys.Semicond. Warschau 1972, p. 1016, ed: M. Miassek, Warschau 1972
- /228/ A. Mooradian, A.L. Mc Whorther, Phys.Rev.Lett 19 (1967) 849
A. Mooradian aus Festkörperprobleme IX Adv.Sol.State Phys., ed: O. Madelung, Braunschweig 1969
- /229/ T.S. Moss, A.K. Walton, Proc.Phys.Soc. 74 (1959) 131
- /230/ K. Murase, S. Katayama, Y. Ando, H. Kawamura, Phys.Rev.Lett. 33/25 (1974) 1481
- /231/ S.B. Nam, D.C. Reynolds, C.W. Litton, J. Luminiscence 12/13 (1976) 277
- /232/ C.K.N. Patel, R.E. Slusher, Phys.Rev.Lett. 21/23 (1968) 1563
- /233/ S. Perkowitz, J.Phys.Chem.Sol. 32 (1971) 2267
- /234/ E.D. Palik, S. Teitler, R.F. Wallis, J.Appl.Phys.Suppl. to Vol. 32/10 (1961) 2132
- /235/ W. Rühle, E. Göbel, phys.stat.sol. (b) 78 (1976) 311
- /236/ C.J. Summers, R. Dingle, D.E. Hill, Phys.Rev. B 1/4 (1970) 1603
- /237/ Y.I. Ukhonov, U.V. Matsev, Sov.Phys.-Sol.State 5 (1963) 75
- /238/ R.N. Zitter, K. As'Saadi, J.Phys.Chem. Solids 35 (1974) 1593
- /239/ H. Sobotta, Phys.Lett. 32A (1970) 4
- /240/ R.H. Stolen, Appl.Phys.Lett. 15 (1969) 74
- /241/ B. Rheinländer, H. Sobotta, V. Riede, phys.stat.sol. (b) 68 (1975) K91
- /242/ R.T. Holm, E.D. Palik, J.Vac.Sci.Technol. 13/4 (1976) 889
- /243/ G. Borstel, E. Schuller, H.J. Falge, phys.stat.sol. (b) 76 (1976) 759
- /244/ M. Pagannone, B. Fournari, G. Mattel, wird in Phys.Rev.Lett. veröffentlicht
- /245/ E.P. Rashevskaya, V.I. Fistul', Sov.Phys.-Sol.State 9/6 (1967) 1443
- /246/ S. Perkowitz, J.Appl.Phys. 40 (1969) 3751
- /247/ A. Mycielski, A. Aziza, M. Balkanski, phys.stat.sol. (b) 65 (1974) 737
- /248/ A. Mycielski, A. Aziza, M. Balkanski, M.Y. Moulin, J. Mycielski, phys.stat.sol. (b) 52 (1972) 187

- /249/ A. Mycielski, J. Mycielski, A. Aziza, M. Balkanski, Proc.Int. Conf.Semicond.Phys. Warschau 1972, p. 1214, ed: M. Miasek, Warschau 1972
- /250/ H. Burkhard, G. Bauer, P. Grosse, A. Lopez-Otero, phys.stat. sol. (b) 76 (1976) 259
- /251/ I.I. Reshina, U. u. M. Gerbshtein, D.N. Mirlin, Sov.Phys.-Sol.State 14 (1972) 1104
- /252/ R. Danzer, M. Kriechbaum, Acta Physica Austriaca 47 (1977) 265
- /253/ S.P.S. Porto, B. Tell, T.C. Damen, Phys.Rev.Lett. 16 (1967) 450
- /254/ W. Nitsch, H.J. Falge, R. Claus, Z. Naturforsch. 29a (1974) 1011, Z. Naturforsch. 31a (1974) 1062
- /255/ E. Schuller, R. Claus, H.J. Falge, G. Borstel, Z. Naturforsch. 32a (1977) 47
- /256/ G. Borstel, H.J. Falge, Proc.Int.Conf. on Lattice Dynamics, p. 93, Paris 1977, ed: M. Balkanski, Flammarion, Paris 1978
- /257/ E. Schuller, H.J. Falge, G. Borstel, phys.stat.sol. (b) 80 (1977) 109
- /258/ B. Fournari, M. Pagannone, Phys.Rev. B 17/8 (1978) 3047
- /259/ K.S. Singwi, M.P. Tosi, Phys.Rev. 147 (1966) 658
- /260/ Y.C. Lee, N. Tzoar, Phys.Rev. 140/1A (1965) A396
- /261/ P.M. Platzman, P.A. Wolff, N. Tzoar, Phys.Rev. 174/2 (1968) 174
- /262/ P.A. Wolff, Phys.Rev. B 1/3 (1970) 950
- /263/ R.H. Ritchie, Phys.Rev. 106 (1957) 874
- /264/ K.W. Chiu, J.J. Quinn, Phys.Lett. 35A/6 (1971) 469
- /265/ N. Marschall, B. Fischer, H.J. Queisser, Phys.Rev.Lett. 27 (1971) 95
- /266/ B. Fischer, I.L. Tyler, R.J. Bell in Polaritons p. 123, ed: E. Burstein, F. de Martini, Pergamon Press, N.Y. 1974
- /267/ B. Fischer, N. Marschall, H.J. Queisser, Surf.Sci. 34 (1973) 50
- /268/ B. Fischer, Optische Anregung von Oberflächenpolaritonen, Dissertation Stuttgart 1973
- /269/ B. Fischer, N. Marschall, H.J. Queisser, p. 50, Int.Conf.Semicond. Physics Warschau 1972, p. 50, Polish-Scientific-Publishers Warschau 1972
- /270/ V.V. Bryksin, Yu.M. Gerbtshtein, D.N. Mirlin, Sov.Phys.-Sol. State 13 (1972) 1779
- /271/ V.U. Bryksin, D.N. Mirlin, I.I. Reshina, Sol.State Comm. 11 (1972) 695

- /272/ U.V. Bryksin, D.N. Mirlin, I.I. Reshina, JETP Lett. 16 (1972) 315, Sov.Phys.-Sol.State 15 (1973) 760
- /273/ U.V. Bryksin, Yu.M. Gerbshtein, D.N. Mirlin, phys.stat.sol. (b) 51 (1972) 901
- /274/ H.J. Falge, A. Otto, phys.stat.sol. (b) 56 (1973) 523
- /275/ H.J. Falge, G. Borstel, A. Otto, phys.stat.sol. (b) 64 (1974) 123
- /276/ E. Schuller, G. Borstel, H.J. Falge, phys.stat.sol. (b) 69 (1975) 467
- /277/ E. Schuller, H.J. Falge, G. Borstel, Phys.Lett. 54A (1975) 317
- /278/ E. Schuller, H.J. Falge, G. Borstel, Phys.Lett. 55A (1975) 109
- /279/ H.J. Falge, G. Borstel, Proc.Int.Conf. Light Scattering, Campinas 1975, p. 519, ed: M. Balkanski, R.C.C. Leite, S.P.S. Porto, Flammarion, Paris 1975
- /280/ G. Borstel, E. Schuller, H.J. Falge, phys.stat.sol. (b) 76 (1976) 759
- /281/ T.C. Harman, A.J. Strauss, D.H. Dickey, M.S. Dresselhaus, G.B. Wright, J.G. Mavroides, Phys.Rev.Lett. 7 (1961) 403
- /282/ F.L. Galeener, Thesis 1961, Dept.Phys., M.I.T.
- /283/ E.D. Palik, B.W. Henvis, R.F. Wallis, Proc.Int.Conf.Phys. Semicond. Exeter 1962, ed: A.C. Stickland, p. 288, London 1962
- /284/ I. Yokota, J.Phys.Soc.Jpn.Suppl. 21 (1966) 738
- /285/ M.P. Greene, A. Houghton, J.J. Quinn, Phys.Lett. 20 (1966) 238
- /286/ N. Marschall, B. Fischer, Phys.Rev.Lett. 28 (1972) 811
- /287/ G. Lucovsky, J.C. Mikkelsen, Jr., P.M. White, p. 1004, Proc.Int. Conf.Semicond.Phys. Rom 1976, ed: F.G. Fumi, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam 1976
- /288/ F. Abelès ed., Optical properties of solids, S.100 ff, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1972

TEIL II

ZUR IR-SPEKTROSKOPIE VON PHONONPOLARITONEN,
PLASMARITONEN UND MAGNETOPLASMARITONEN

Gisela Torkar

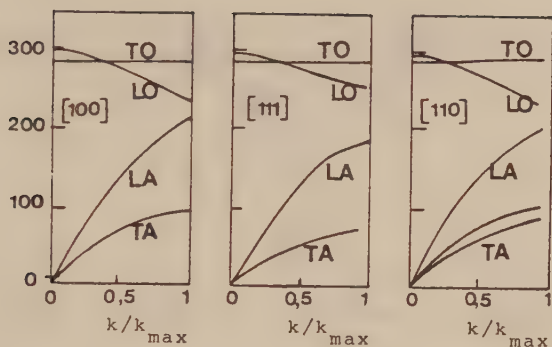


ABBILDUNG 1 :Berechnete Phononendispersionskurven für GaAs nach /1/, $k_{\max}$ ca. 10^8 cm^{-1} (experimentell mit Hilfe von Neutronenstreuung ermittelte Kurven findet man bei /2,3/)

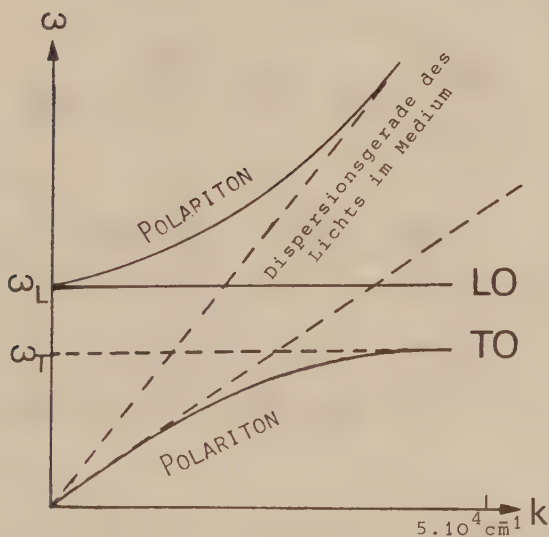


ABBILDUNG 2 :Dispersionskurven der Volumepolaritonen eines zweiatomigen kubischen Isolatorokristalls.

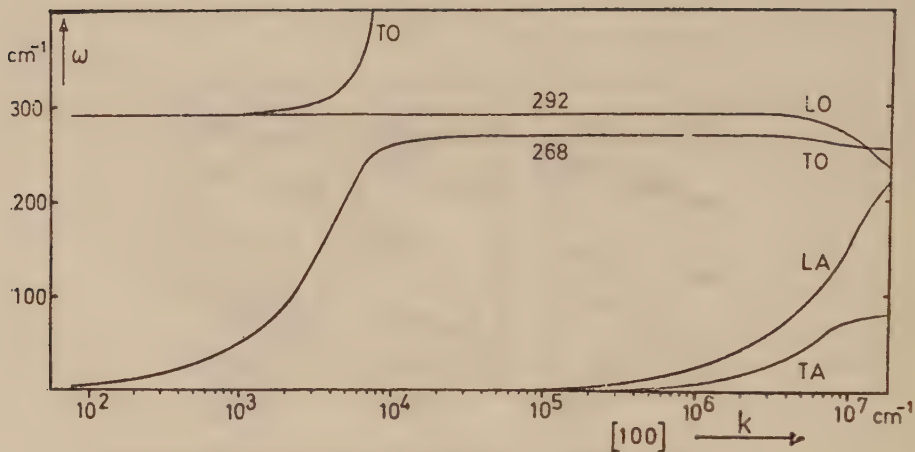


ABBILDUNG 3 : Dispersionskurven der Phononpolaritonen im Bereich der 1. BZ am Beispiel von GaAs (nach Claus/8/).

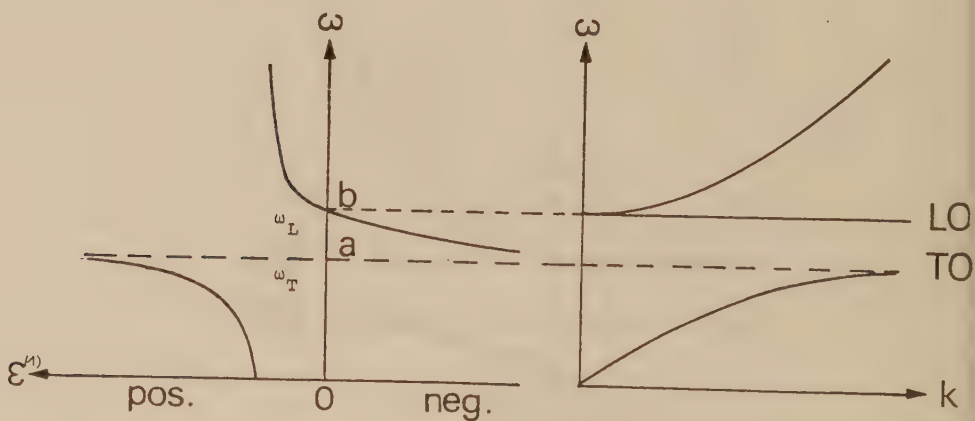


ABBILDUNG 4 : Dielektrizitätsfunktion und Dispersionskurven der Polaritonen im zweiatomigen kubischen Isolator-kristall.

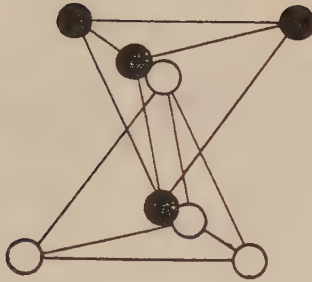


ABBILDUNG 5 :Aufbau der tetragonalen Zinkblende-Phase

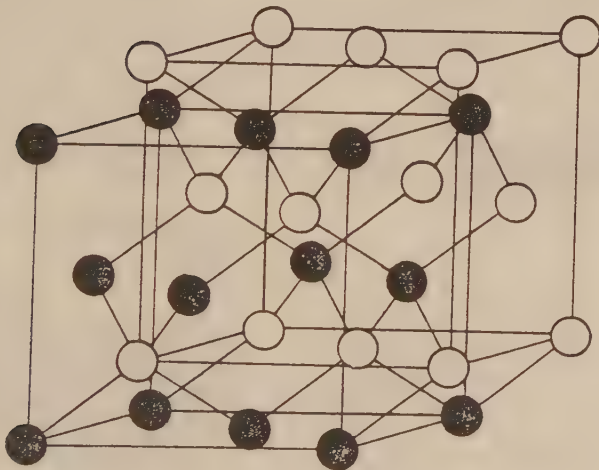


ABBILDUNG 6 :Zinkblendegitter (nach/6/).

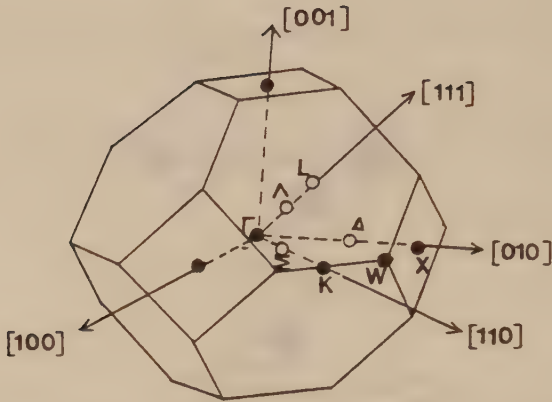
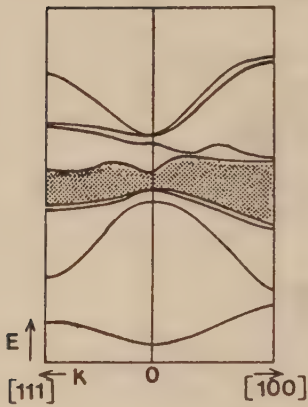
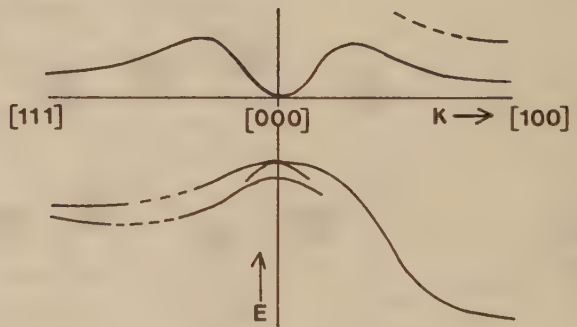


ABBILDUNG 7 : 1.BZ des Zinkblende-Gitters



a)



b)

ABBILDUNG 8; a) Bandstruktur von GaAs in den Richtungen [111] und [100] nach /38/.

b) Bandstruktur von GaAs in der Umgebung der Bandlücke nach /33/.

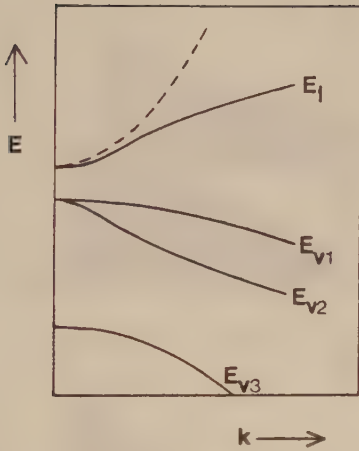


ABBILDUNG 9 : Bandverlauf für InSb in $[111]$ -Richtung entsprechend dem Kanesischen Zweibändermodell nach /32,37/.

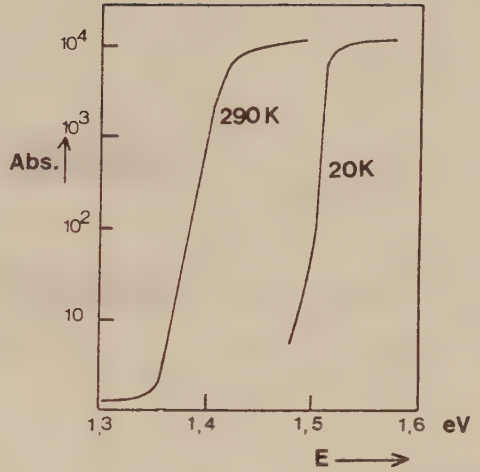
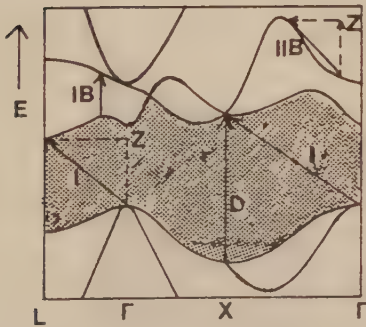


ABBILDUNG 11 : Absorptionskante von GaAs nach /33/.



- D = direkter Interbandübergang
- I = indirekter Interbandübergang
- Z = virtueller Zwischenzustand
- IB = direkter Intra-bandübergang
- IIB = indirekter Intra-bandübergang

ABBILDUNG 10 : Bandübergänge nach /28/.

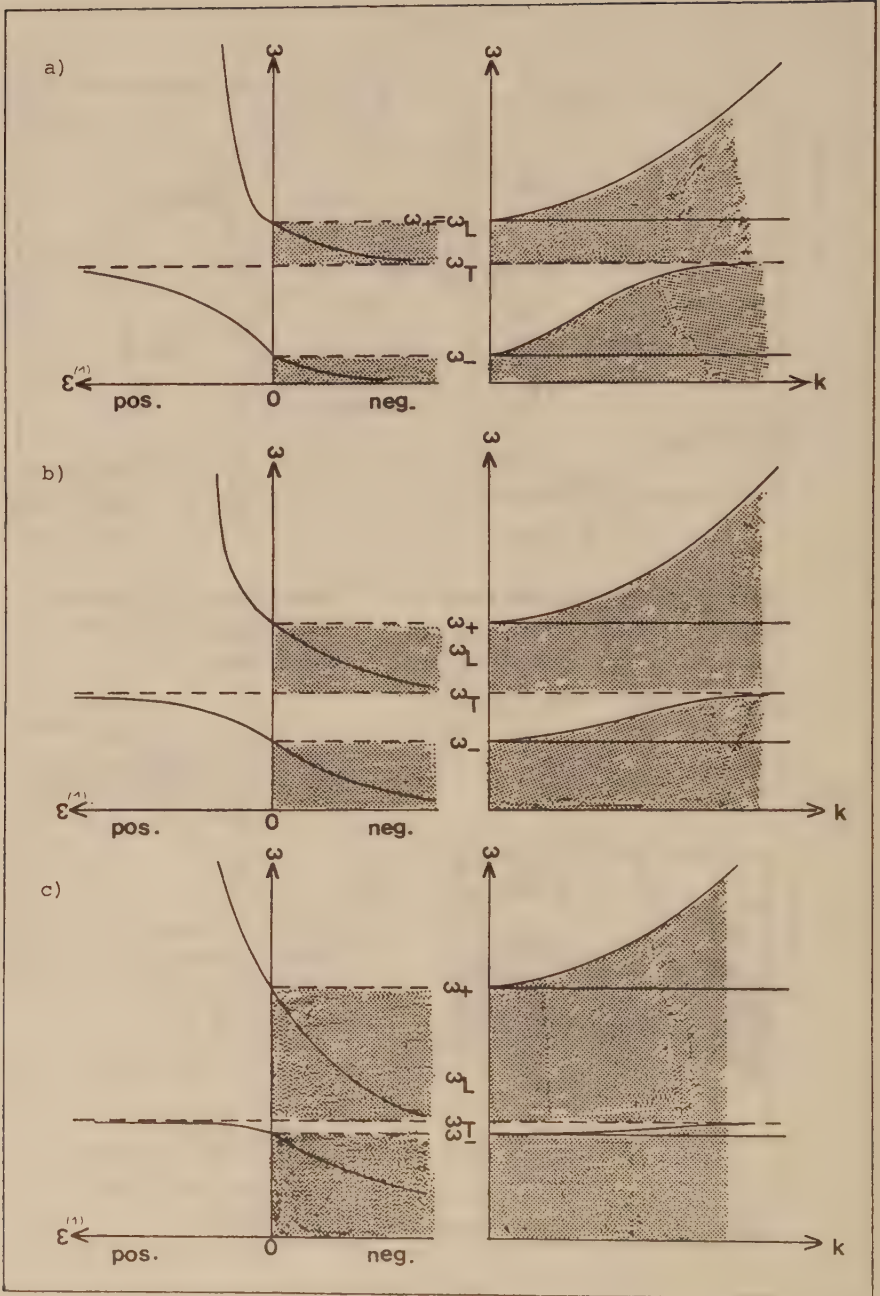


ABBILDUNG 12 : Dielektrizitätsfunktion und Dispersionskurven der Polaritonen und Plasmaritonen im Halbleiter (Bereiche vollständiger Refl. gepunktet).

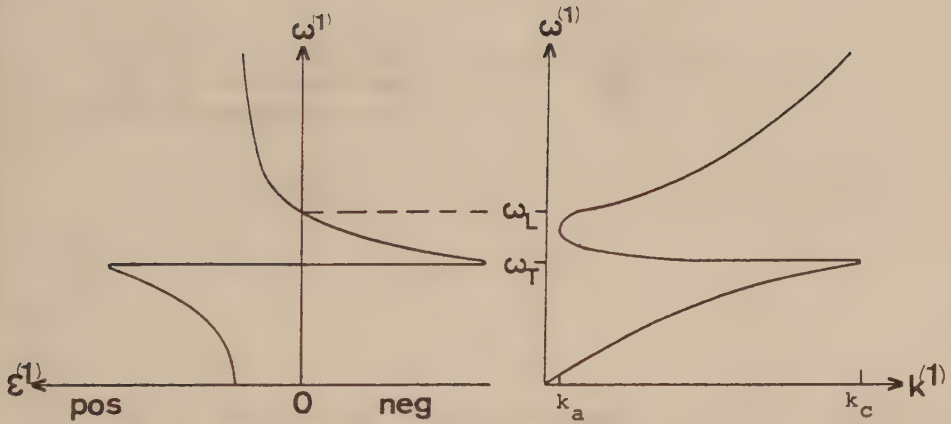


ABBILDUNG 13 : Realteil der Dielektrizitätsfunktion und Dispersionskurven der Polaritonen bei rein räumlicher Dämpfung.

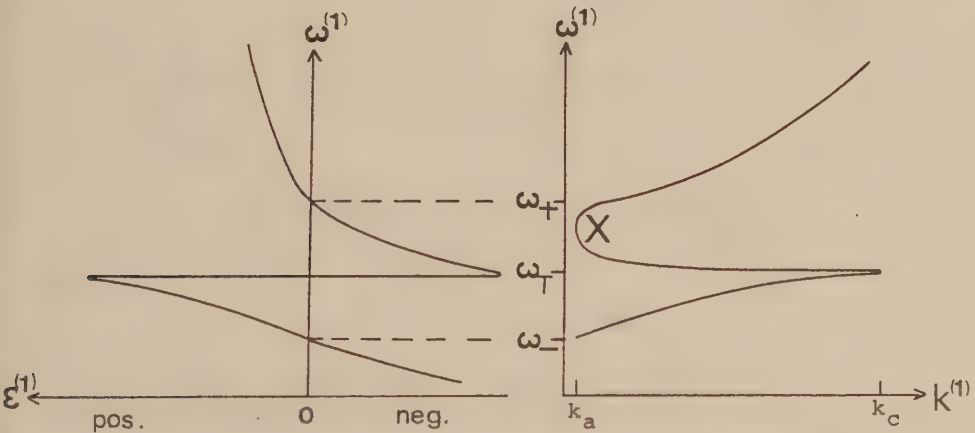


ABBILDUNG 14 : Realteil der Dielektrizitätsfunktion und Dispersionskurven der Plasmaritonen bei rein räumlicher Dämpfung.

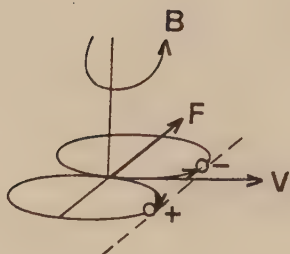


ABBILDUNG 15 ;Umlaufsinn
der Elektronen bei der
Zyklotronbewegung nach /29/.

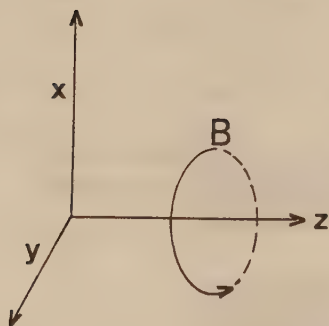


ABBILDUNG 16 ;Geometrie
bei Magnetfelduntersuchung.

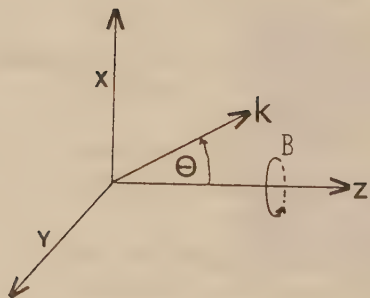


ABBILDUNG 17 ;Geometrie
für beliebige k-Richtung.

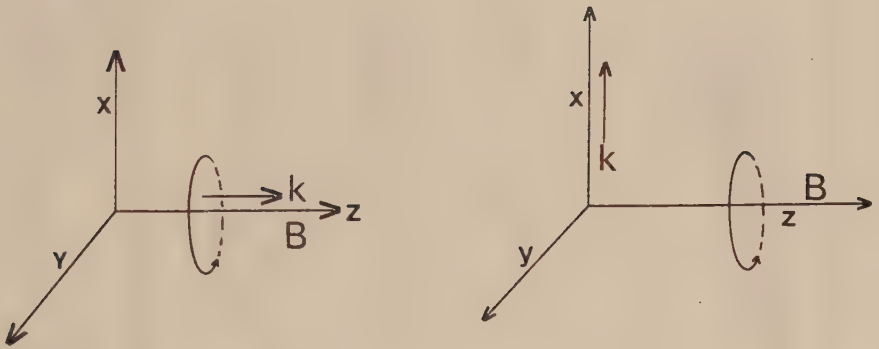
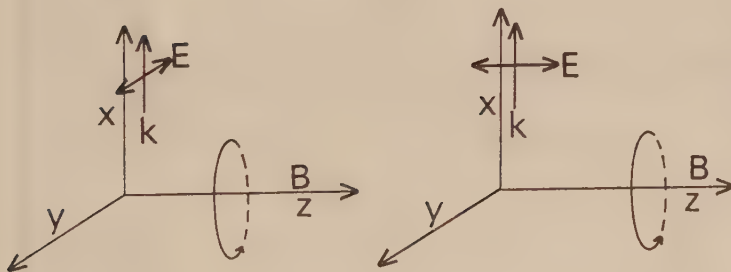


ABBILDUNG 18 :Paradaykonfiguration ABBILDUNG 19 ;Voigtkonfiguration



a)

b)

ABBILDUNG 20 :Konfiguration bei TH- (a.) bzw. TE- (b.)Polarisation

ABILDUNG 21 : DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENPLASMAPLITONEN
IN FAPADAYKONFIGURATION, $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

POLE BZW.
NULLSTELLEN

$B = 0$
CRA-MODE
CRI-MODE
 $B = 10^4$

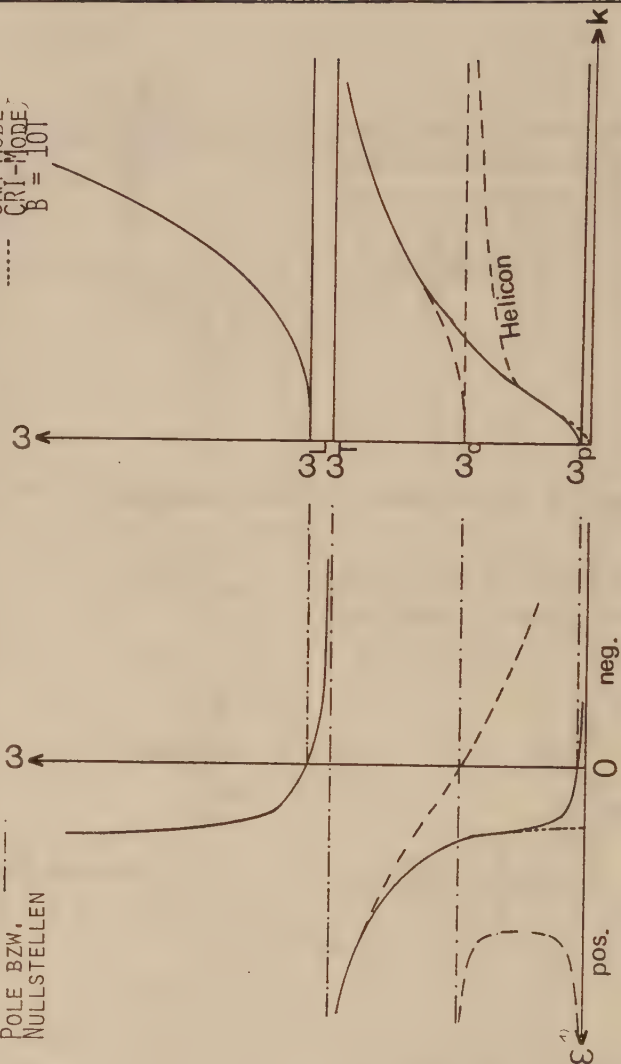


ABBILDUNG 22 : DISPERSIONSKURVEN DEP VOLUMENPLASMARITONEN
FARADAYKONFIG.

POLE BZW.
NULLSTELLEN

$B = 0$
CRA-MODE
CRI-MODE
 $B = 10$

a)

b)

$$N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Helicon

$\epsilon^{(1)}$

pos.

0

neg.

k

ω

ω_{CRA}

ω_D

ω_{CRI}

ω_0

ω_0

ABBITUNG 23 : DISPERSTONSKURVEN DER VOLUMENPLASMARITONEN
FARADAYKONF. — — — — — POLE BZW.
NULLSTELLEN

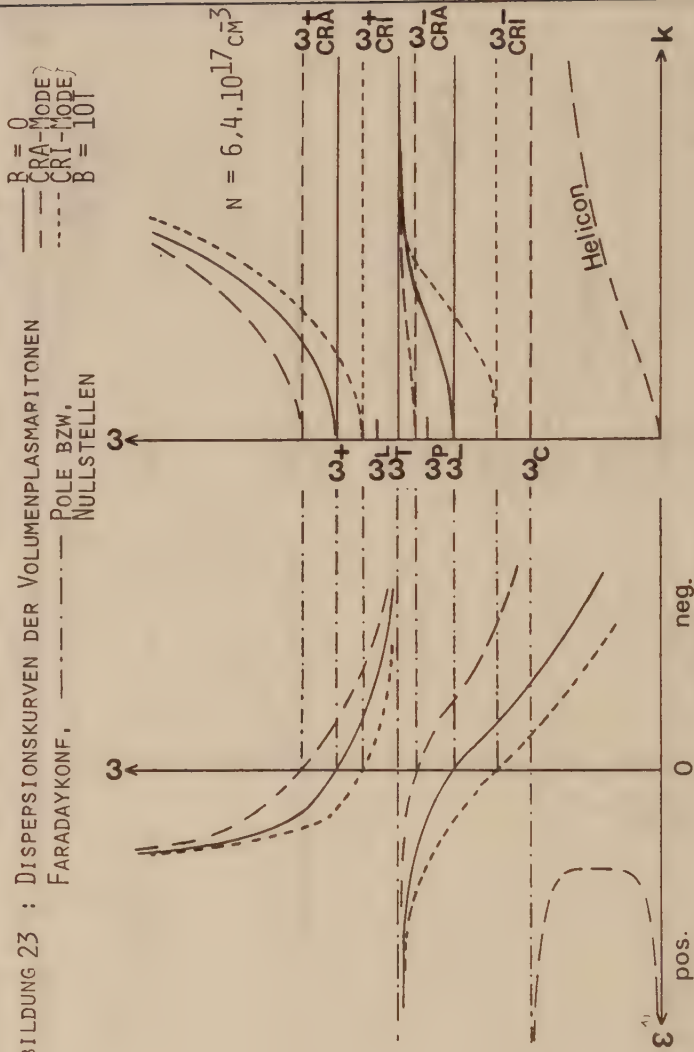
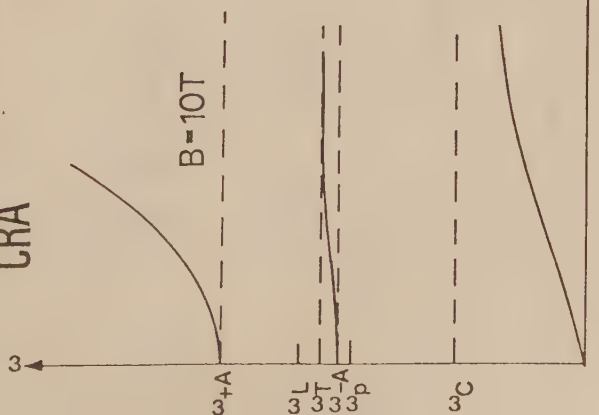


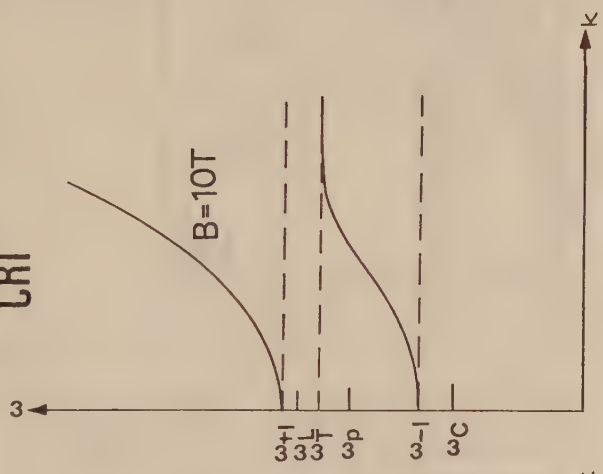
ABBILDUNG 24 : DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENMAGNETOPLASMARITONEN VON KRISTALL MIT $N = 6,4,10^{17}$ cm^{-3} , FARADAYKONFIGUR.

CRA

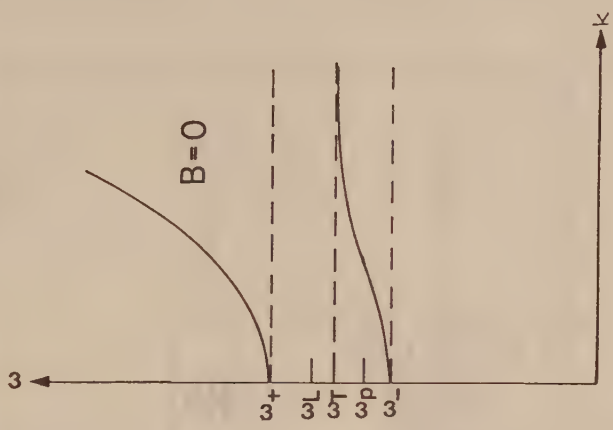


c)

CRI



b)



a)

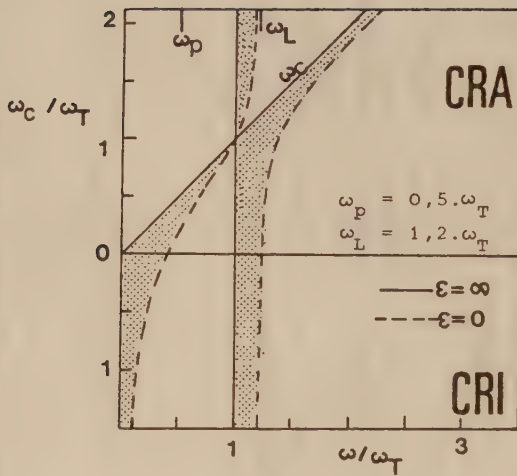


ABBILDUNG 24D : Bereiche vollst. Reflexion, Nulldurchgänge und Pole der Dielektrizitätsfunktion bei Faradaykonfiguration (nach /91/).

ABBILDUNG 25 : DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENMAGNETOPLASMA-

RITONEN, VOIGTKONFIGURATION

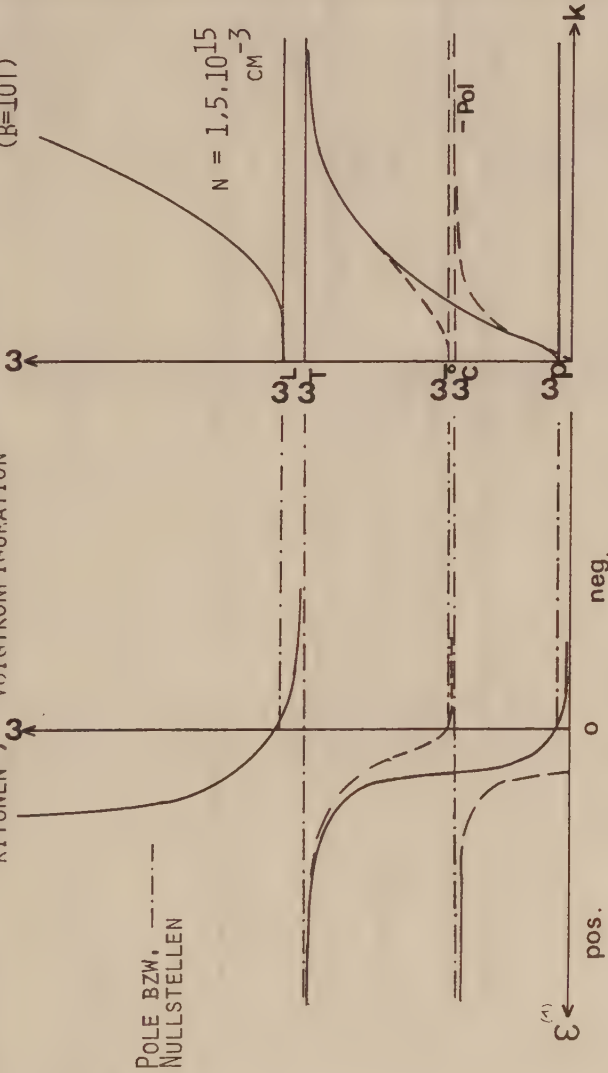


ABBILDUNG 26 : DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENMAGNETO-
PLASMARITONEN, VOIGTKONFIGURATION.

POLE BZW.
NULLSTELLEN

—— TE-POL ($B = 0$)
- - - - TH-POL ($B = 10T$)

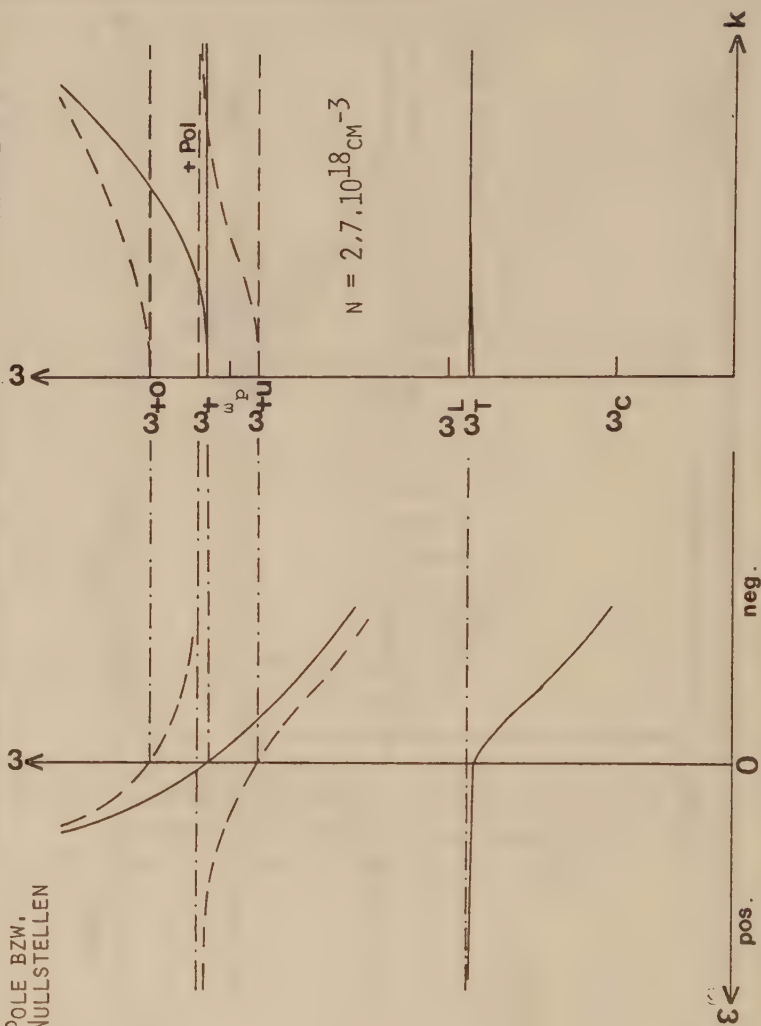
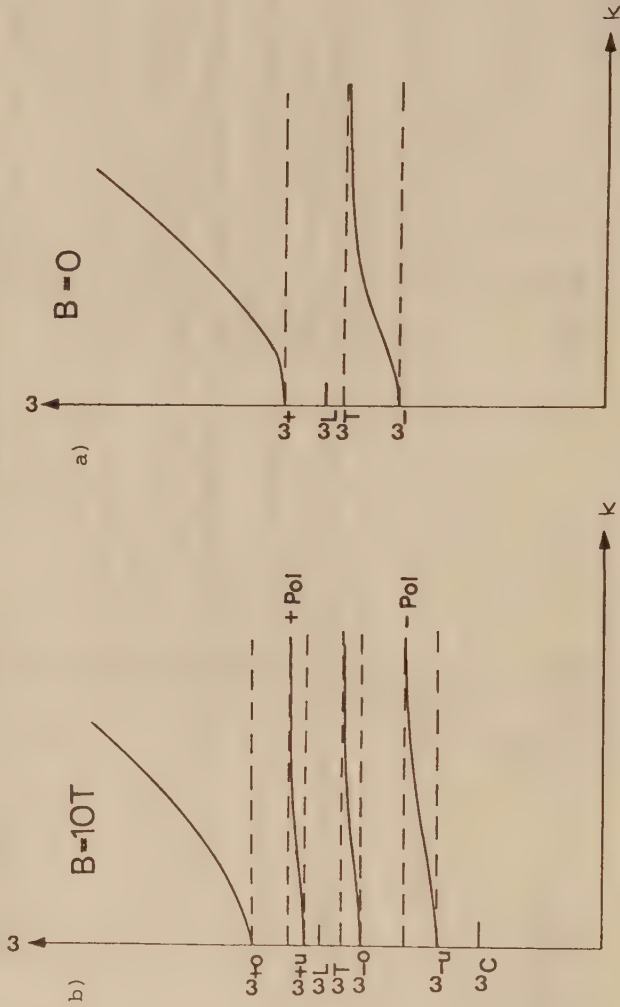


ABBILDUNG 28 : DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENMAGNETOPLASMARITONEN VON KRISTALL
MIT $N = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, VOIGTKONFIGURATION.



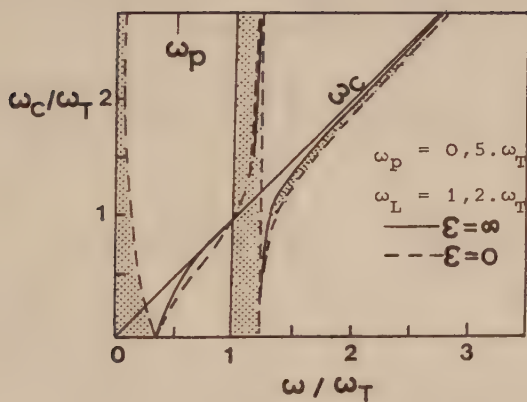


ABBILDUNG 29 :Bereiche vollst.Reflexion,
 Nulldurchgänge und Pole der Dielektri-
 zitätsfunktion bei Voigtkonfiguration
 (nach /91/).

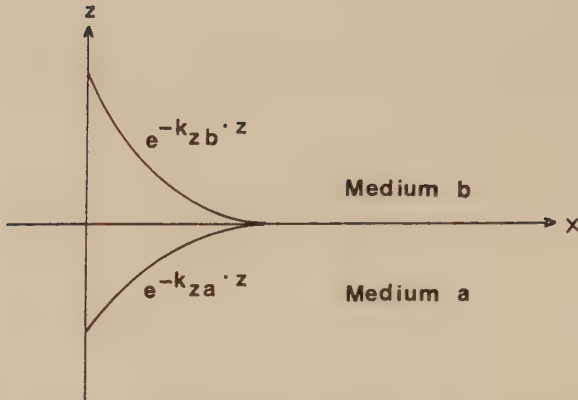


ABBILDUNG 30 ; Exponentieller Abfall der Amplitude des elektrischen Feldes von Oberflächenwellen

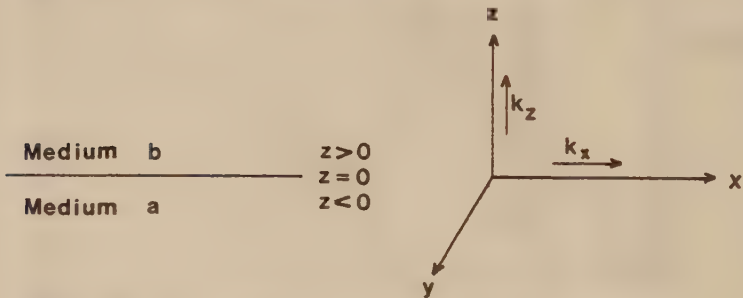


ABBILDUNG 31 ; Geometrie bei Betrachtung von Oberflächenwellen.

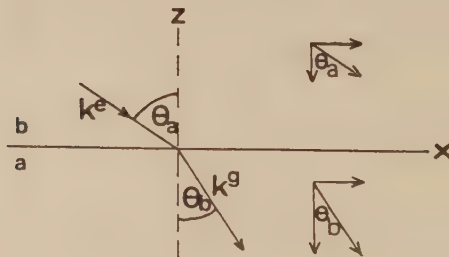


ABBILDUNG 32 ; Brewsterwellen an der Grenzfläche zwischen halbusendlichen Medien (nach /142/).

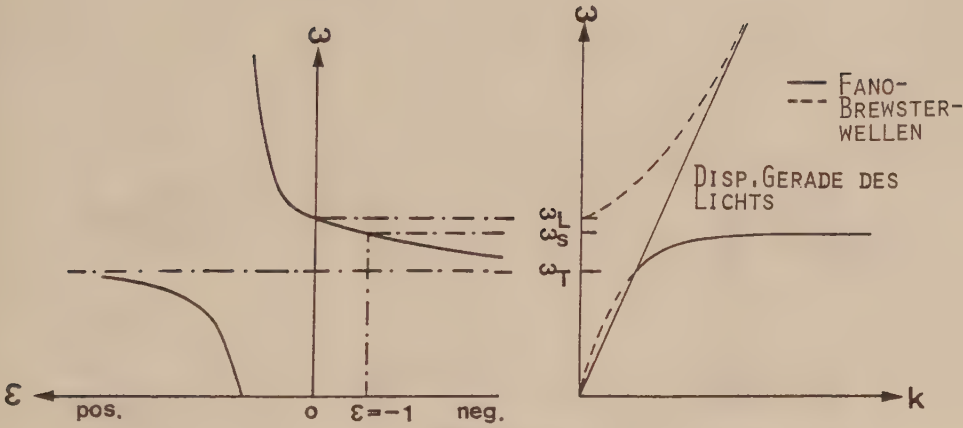


ABBILDUNG 33 : Dispersion von Brewster- und Fanowellen und Dielektrizitätsfunktion eines zweiatomigen, kubischen Isolatorokristalls.

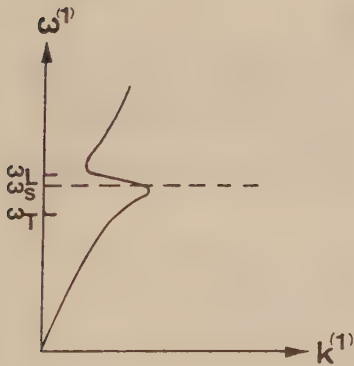


ABBILDUNG 34 : Dispersion von Oberflächenpolaritonen bei rein räumlicher Dämpfung.

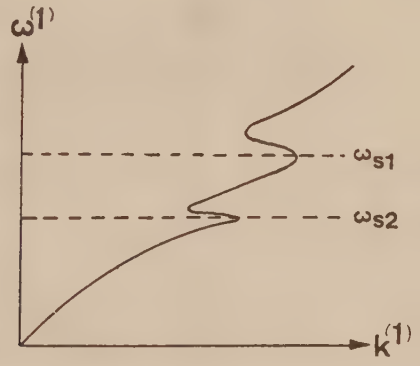


ABBILDUNG 36 : Dispersion von Oberflächenplasmaritonen bei rein räumlicher Dämpfung.

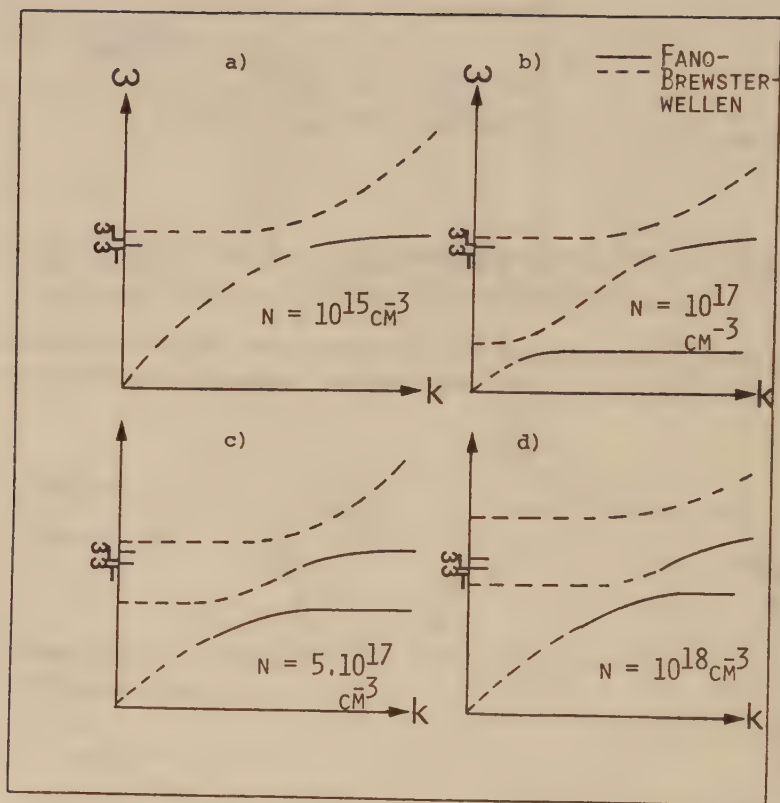


ABBILDUNG 35 : Dispersion von Oberflächenwellen für unterschiedlich dotierte GaAs-Kristalle.

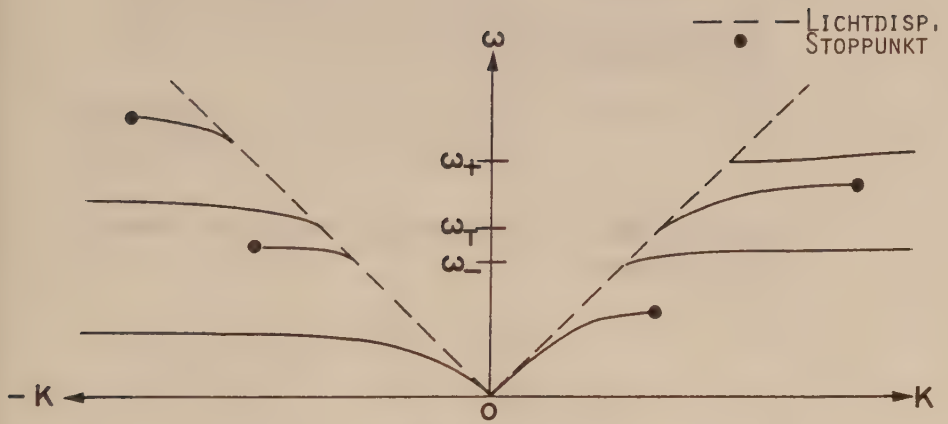


ABBILDUNG 37 : Dispersion der Oberflächenmagnetoplasmaritonen von GaAs bei Voigtkonfiguration für positive und negative k -Richtung (nach /147/).

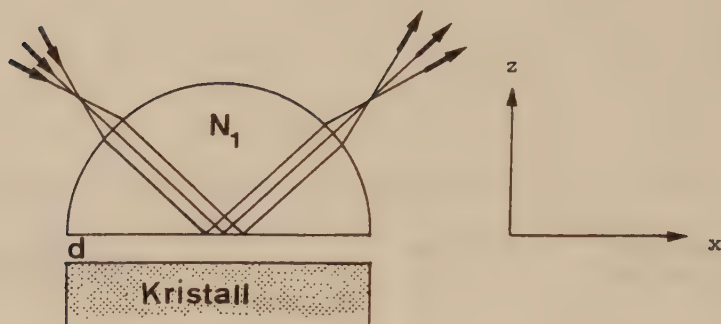


ABBILDUNG 38 : ATR-Anordnung bei Messung von Oberflächenanregungen.

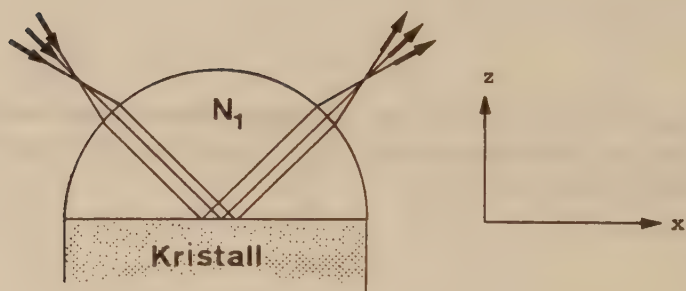


ABBILDUNG 39 : ATR-Anordnung bei Messung von Volumen-anregungen.



ABBILDUNG 40 ; Strahlengang bei der ATR-Methode zur Beobachtung von Volumen Anregungen.

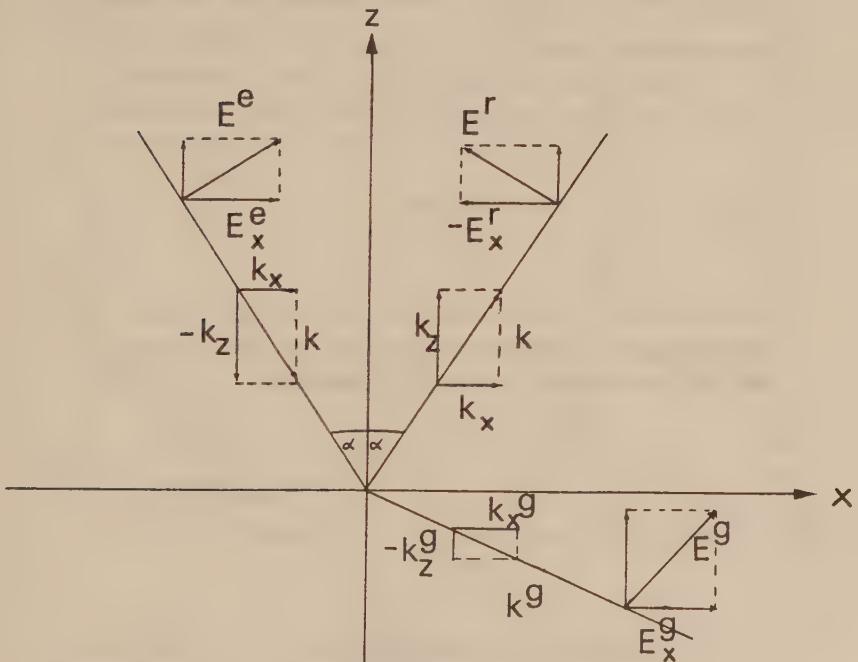


ABBILDUNG 41 ; Zusammenhang zwischen einfallendem, gebrochenem und reflektiertem Strahl.

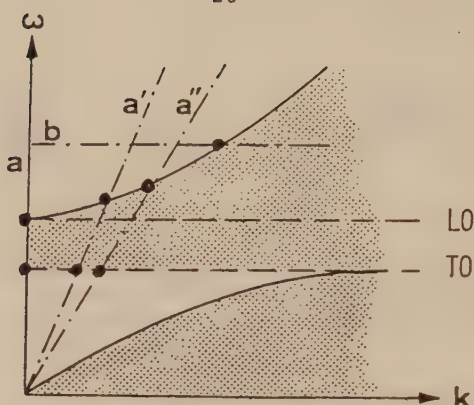


ABBILDUNG 42 : Dispersion der Volumenpolaritonen im kubischen zweiatomigen Isolatorkristall

(schattiert: Bereiche vollst. Refl.; a, a', a'' : Messgeraden für $\omega = \text{const.}$, b : Messgerade für $k = \text{const.}$).

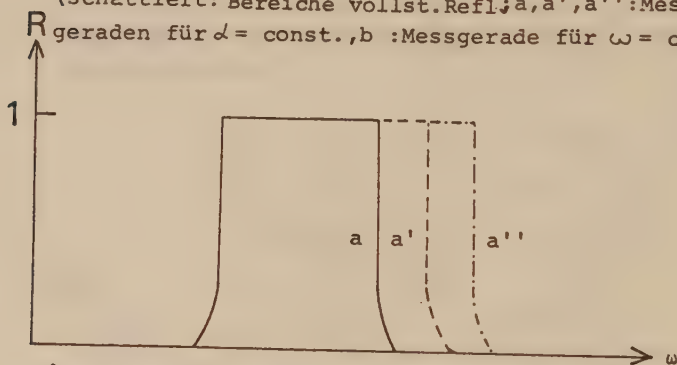


ABBILDUNG 43 : Reflexionsspektren bei Variation des Wellenvektors (ohne Dämpfung).

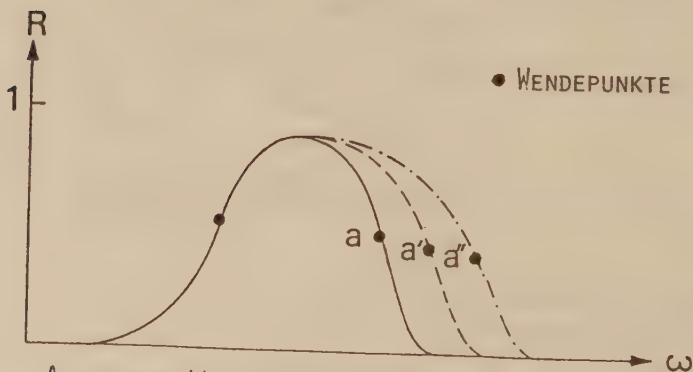


ABBILDUNG 44 : Reflexionsspektren bei Variation des Wellenvektors (mit Dämpfung).

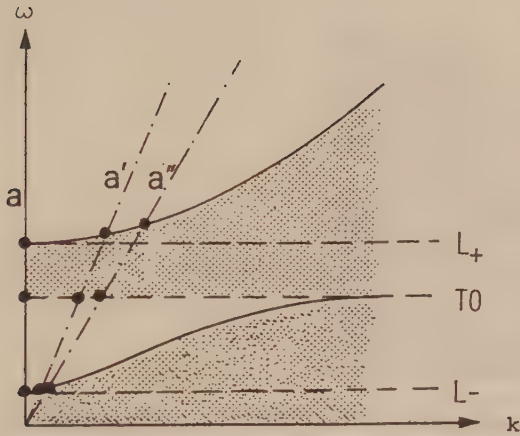


ABBILDUNG 45 : Dispersion der Volumenplasmaritonen im kubischen zweiatomigen Halbleiterkristall (schattiert: Bereiche vollst. Refl. ; a, a', a'' : Messgeraden für $\alpha = \text{const.}$).

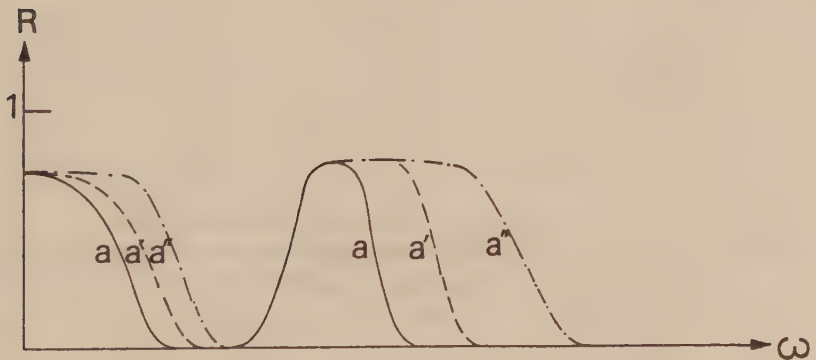


ABBILDUNG 46 : Reflexionsspektren bei Variation des Wellenvektors (mit Dämpfung).

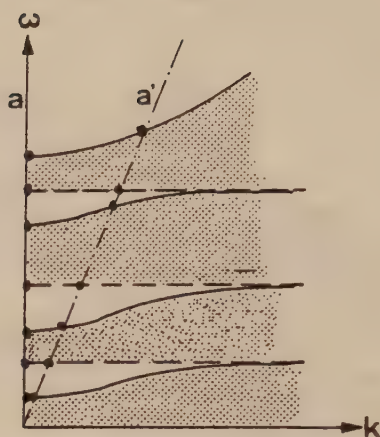


ABBILDUNG 47A: Dispersion der Magnetoplasmaritonen im kubischen zweiatomigen Halbleiterkristall mit mittlerer Dotierung (für Voigtkonfiguration); a, a' : Messgerade für $\alpha = \text{const.}$

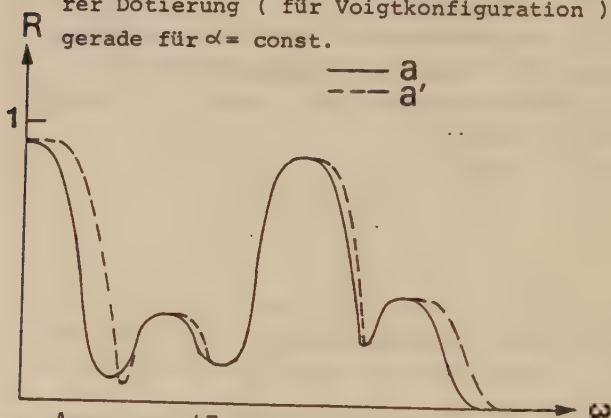


ABBILDUNG 47B: Reflexionsspektren bei Variation des Wellenvektors (mit Dämpfung) .

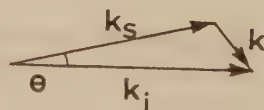
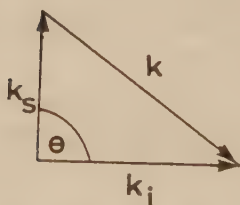


ABBILDUNG 48 : Wellenvektordreiecke für Rechtwinkel - und Vorwärtsstreuung.

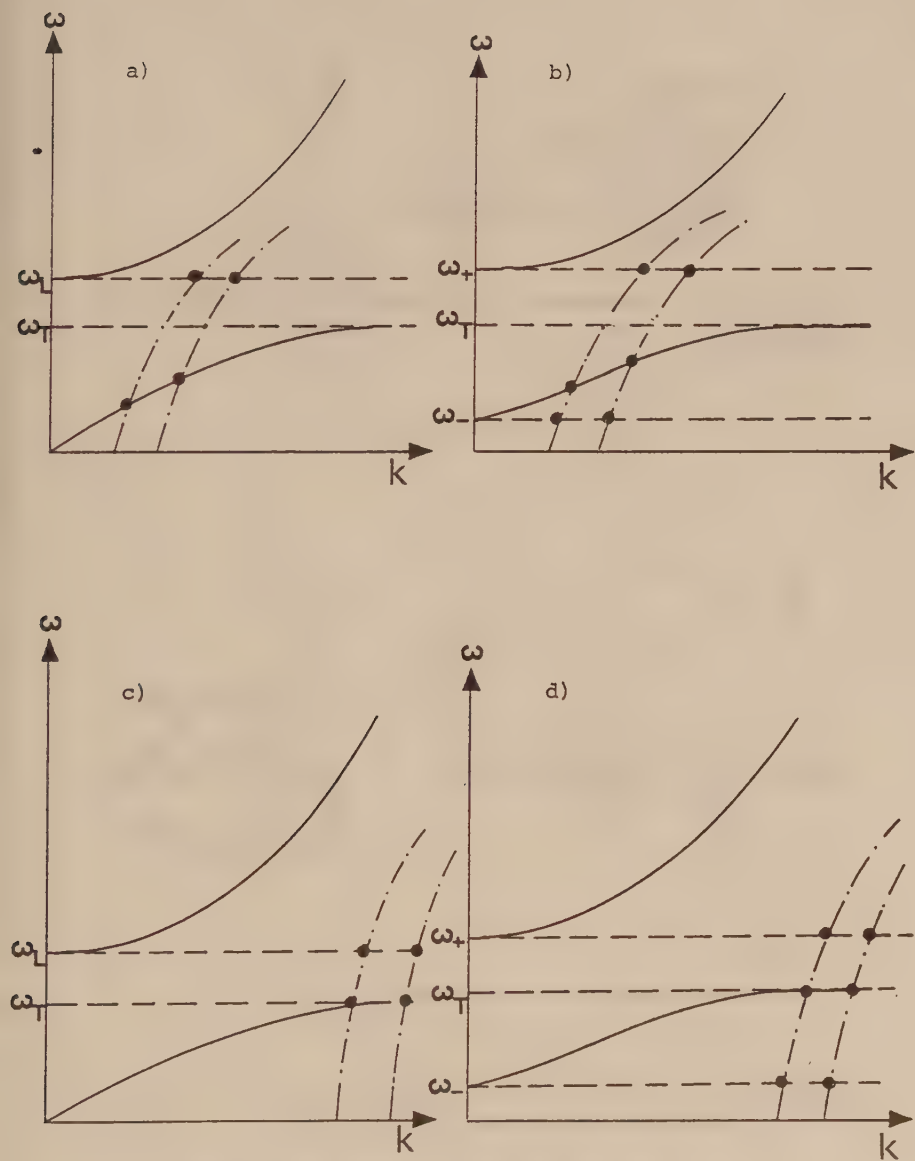


ABBILDUNG 49 : Messverfahren bei Ramanstreuung

a,b : Vorwärtsstreuung am nichtdotierten bzw. dotierten Halbleiterkristall.

c,d : Rechtwinkelstreuung am nichtdotierten bzw. dotierten Halbleiterkristall.

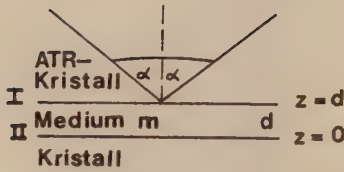


ABBILDUNG 50 :Anordnung bei ATR-Messung von Oberflächenanregungen.

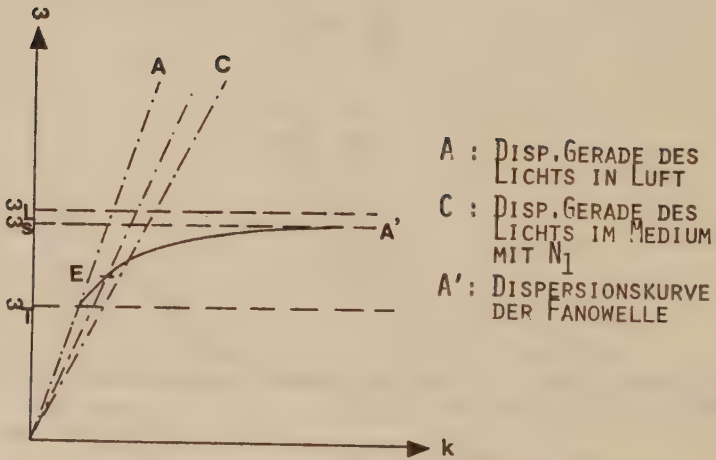


ABBILDUNG 51 :Dispersion von Oberflächenpolaritonen.

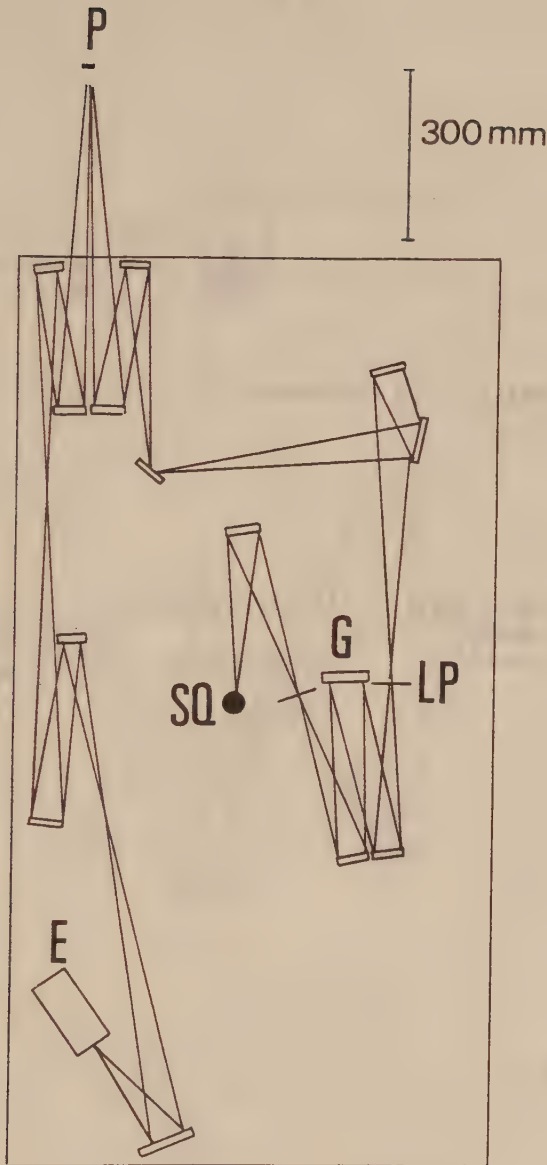


ABBILDUNG 52 : Strahlengang des Spektrometers
in Braunschweig (nach /179/).

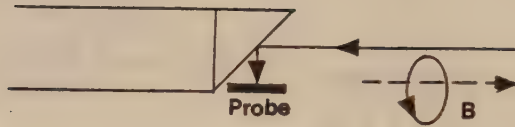


ABBILDUNG 53 : Probenanordnung bei Voigtkonfiguration.

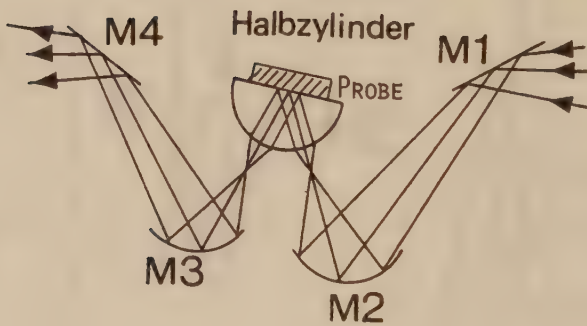


ABBILDUNG 54 : Strahlengang in der ATR-Einheit.

ABBILDUNG 55 : INTENSITÄTSVERLAUF MESSBEREICH I , POLYTEC

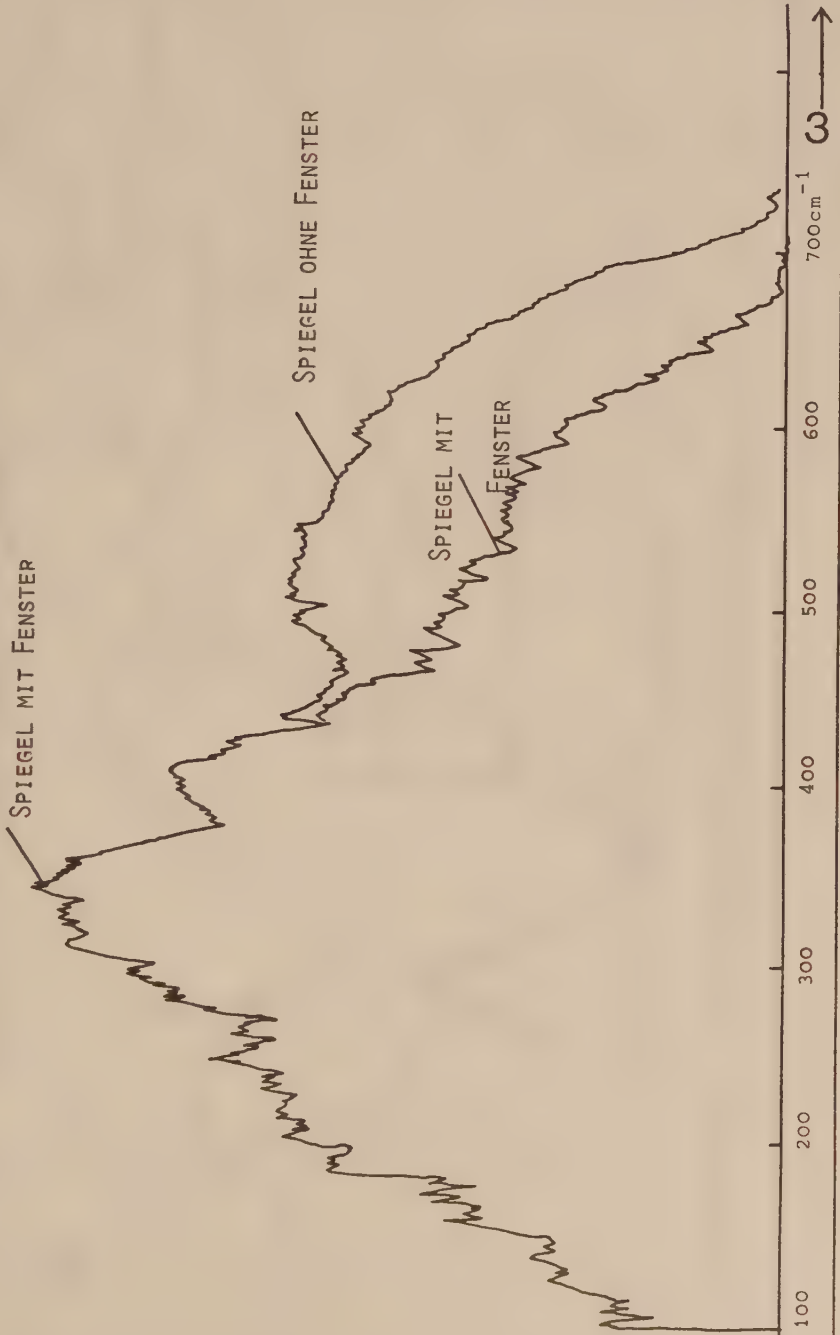


ABBILDUNG 56 : INTENSITÄTSVERLAUF MESSBEREICH I , POLYTEC

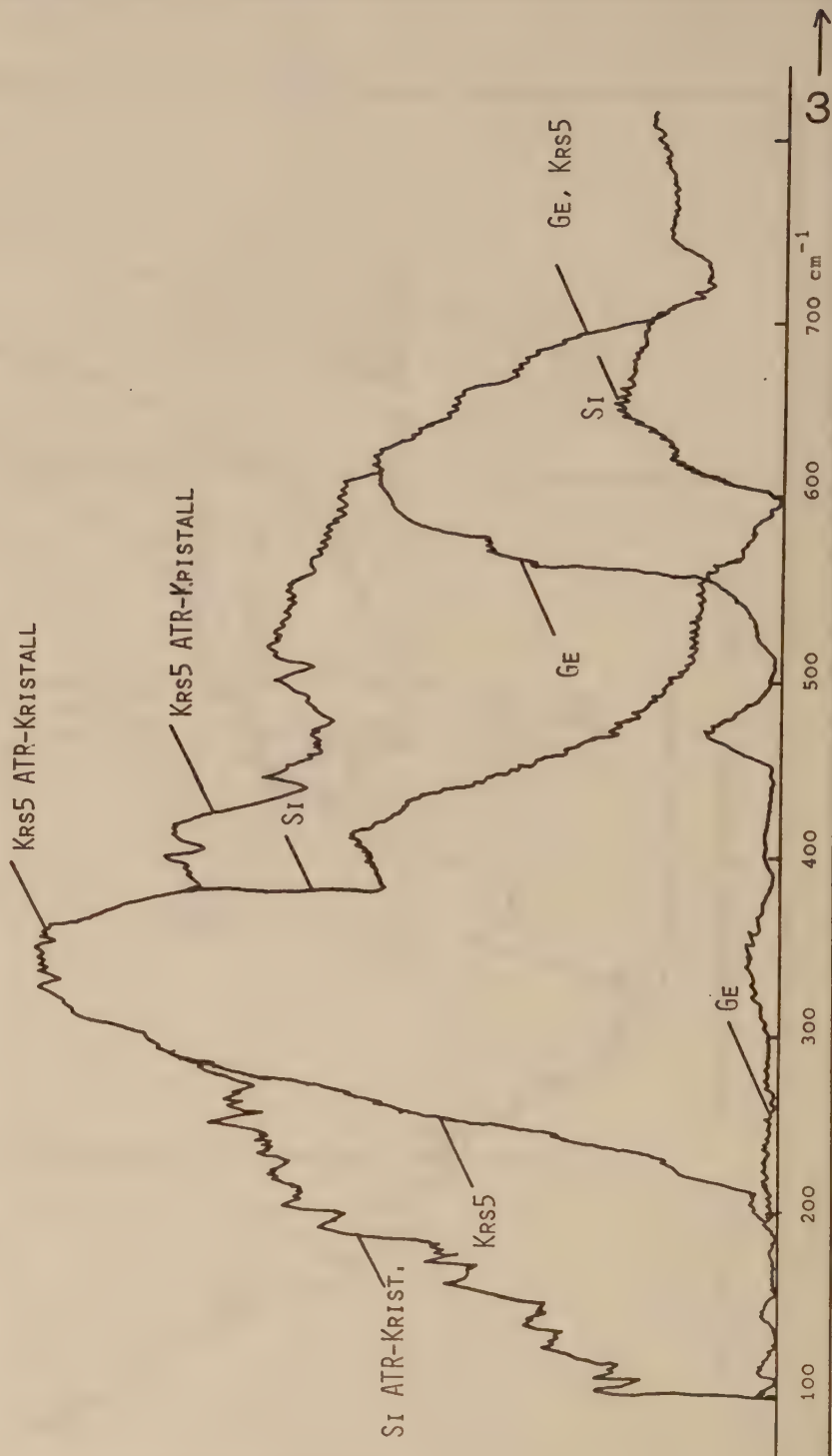


ABBILDUNG 57 : INTENSITÄTSVERLAUF MESSBEREICH II, POLYTEC

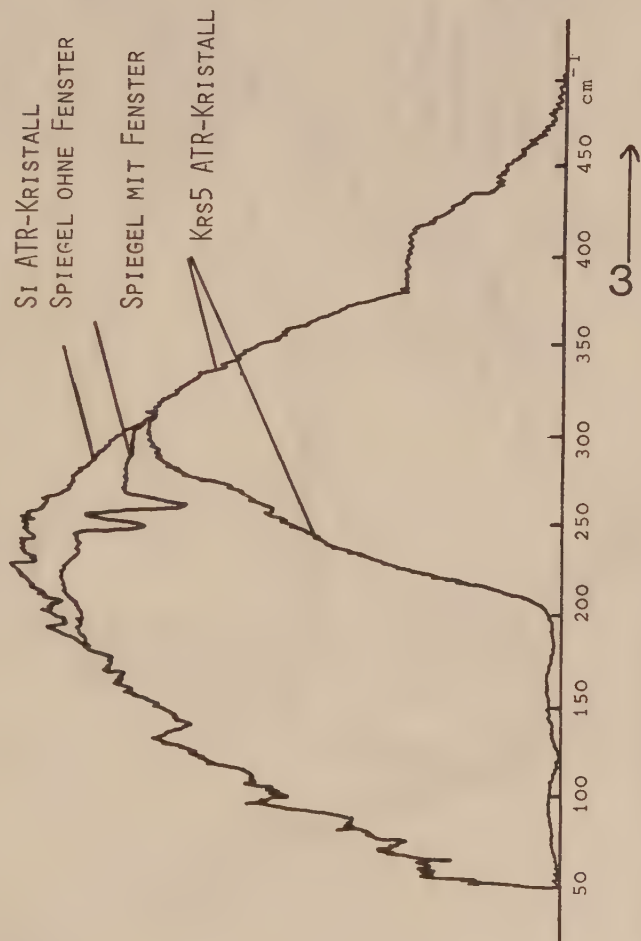


ABBILDUNG 58 : INTENSITÄTSVERLAUF MESSBEREICH III, POLYTEC

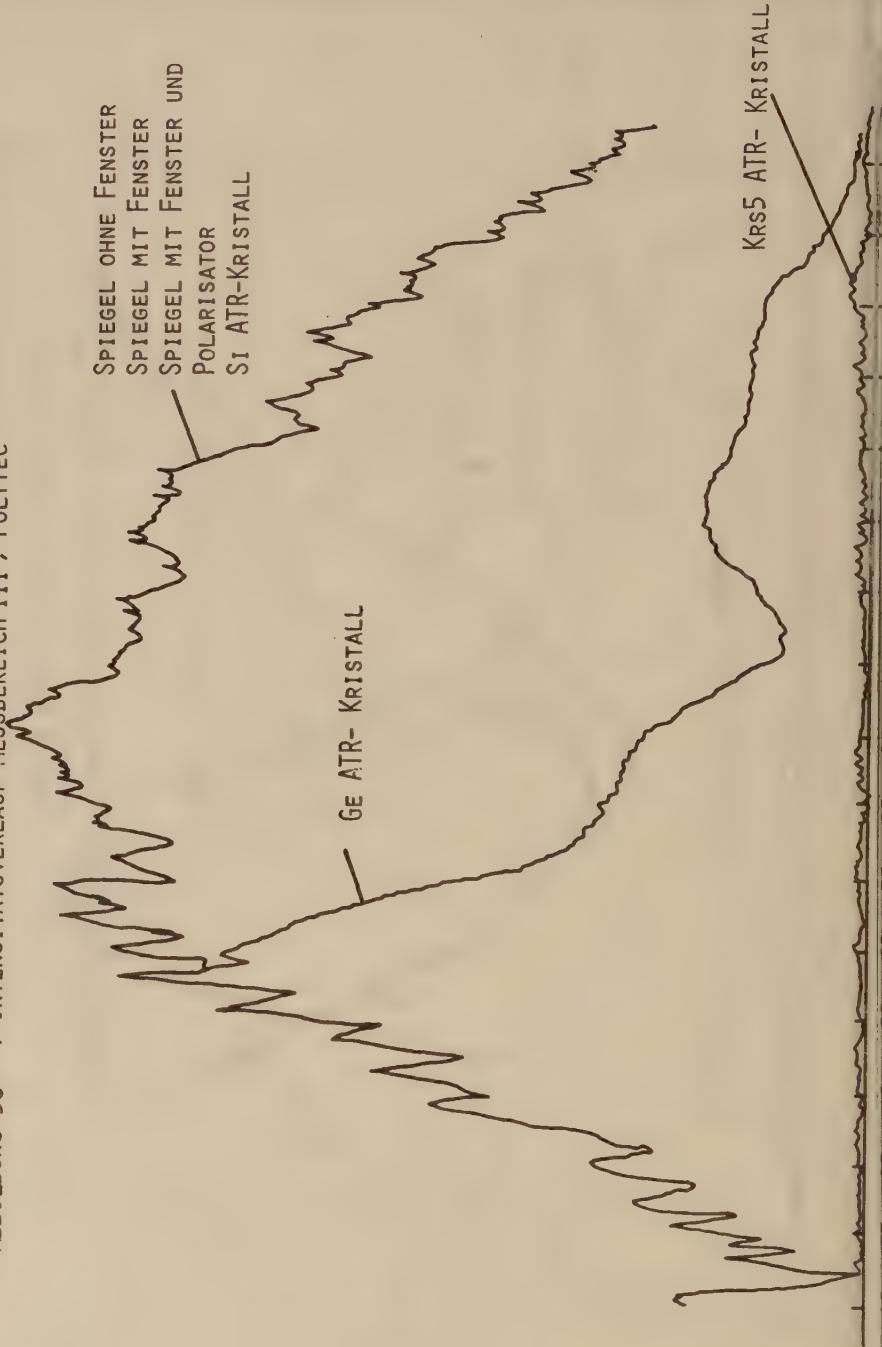


ABBILDUNG 59 : INTENSITÄTSVERLAUF MESSBEREICH IV,
POLYTEC



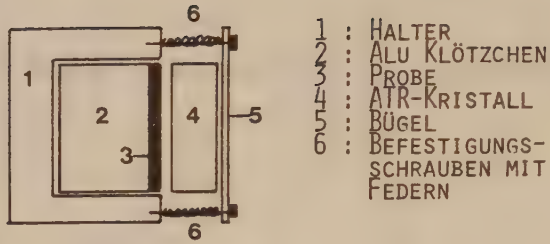


ABBILDUNG 60 : Kristallhalter für ATR-Messungen.

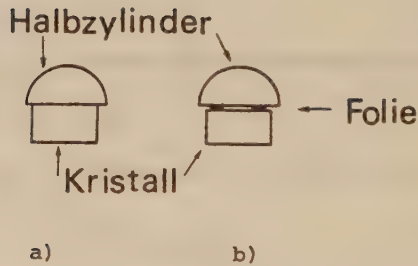


ABBILDUNG 61 : Experimentelle Anordnung zur Untersuchung von a) Volumen Anregungen und b) Oberflächenanregungen.

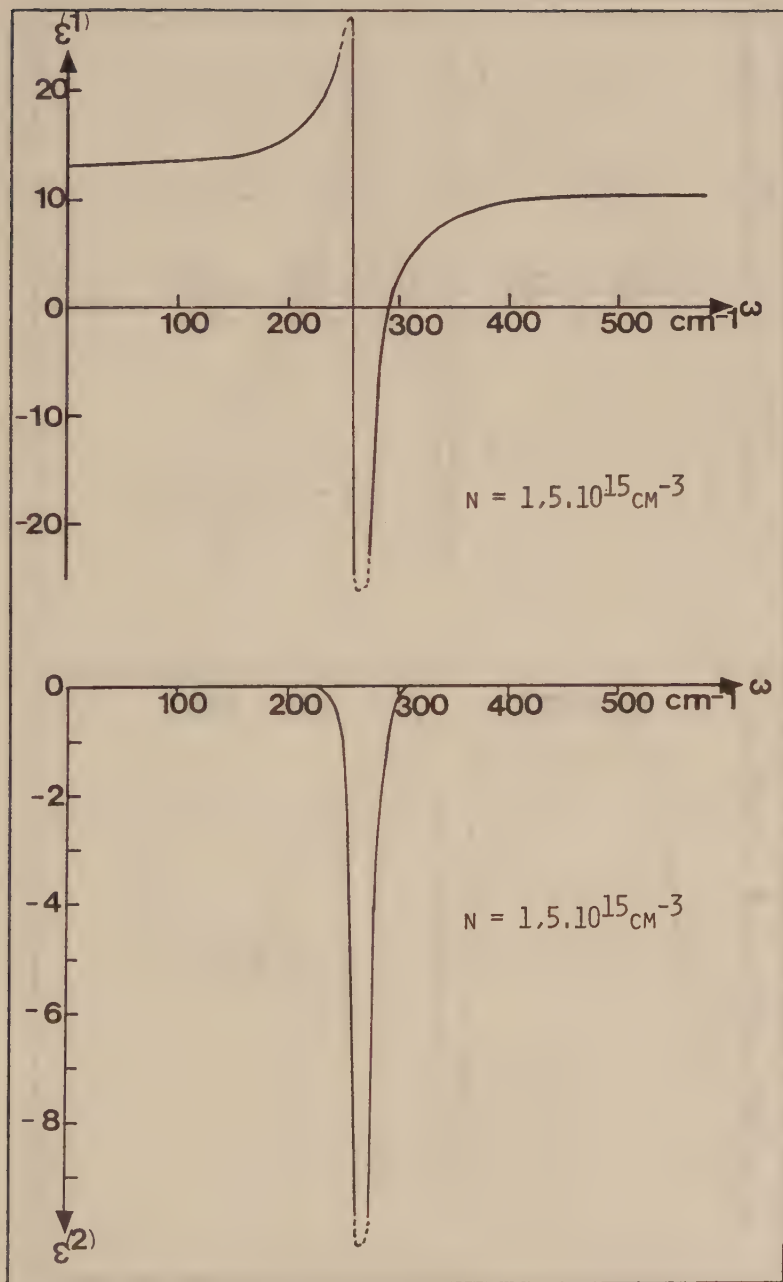


ABBILDUNG 62 : REAL- UND IMAGINÄRTEIL DER DIELEKTRIZITÄTS-
FUNKTION

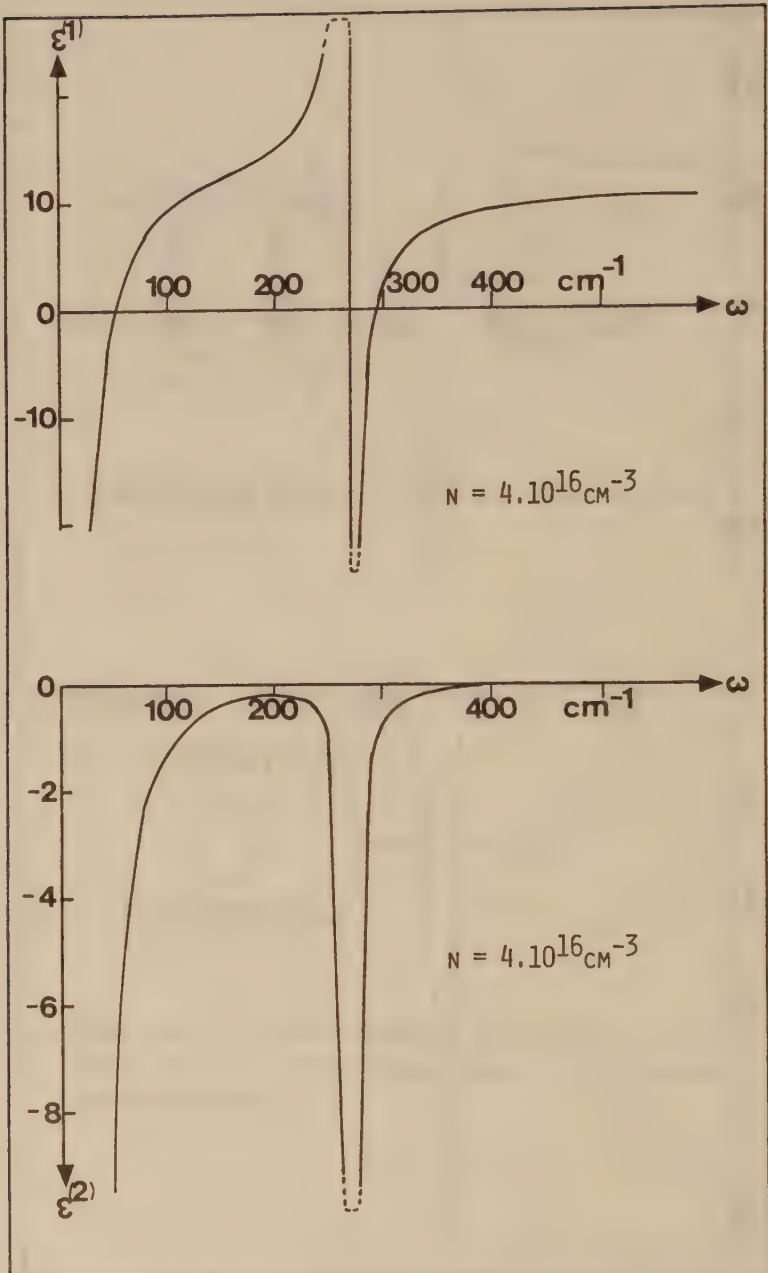


ABBILDUNG 63: REAL- UND IMAGINÄRTEIL DER DIELEKTRIZITÄTS-FUNKTION

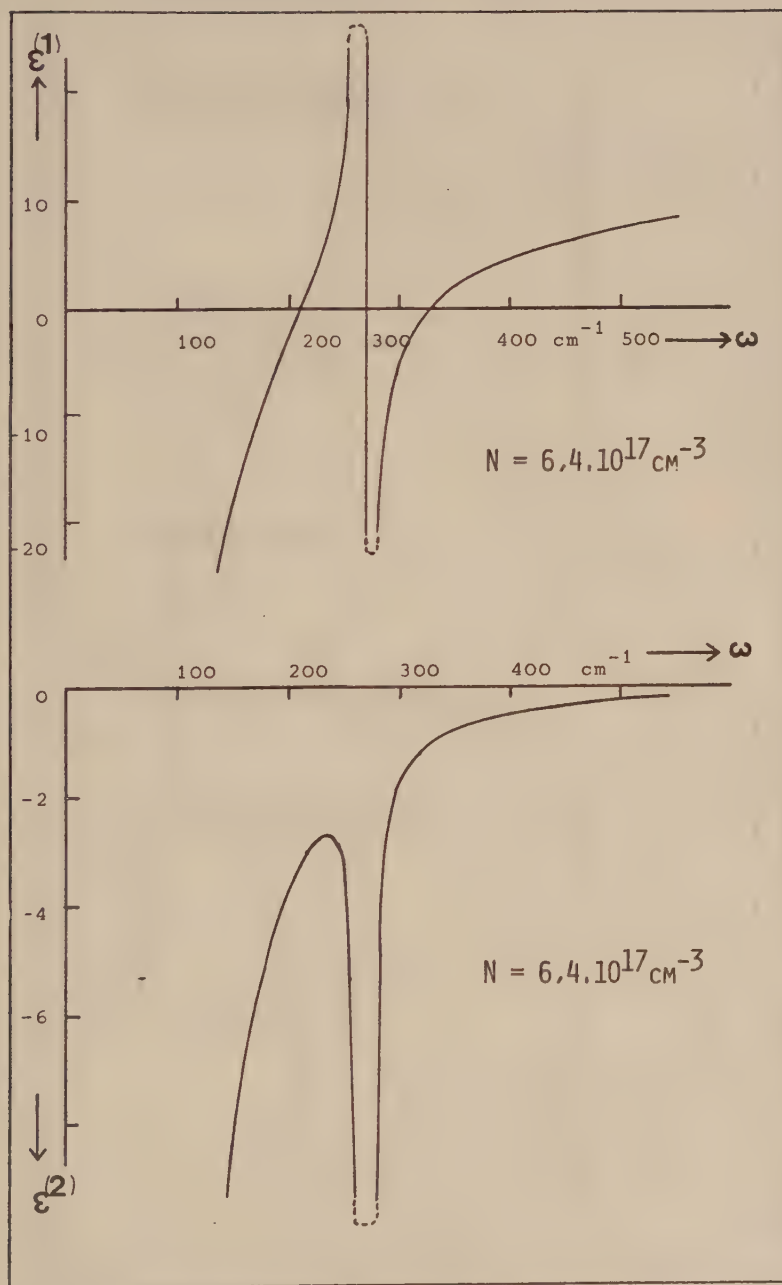


ABBILDUNG 64: REAL- UND IMAGINÄRTEIL DER DIELEKTRIZITÄTS-FUNKTION

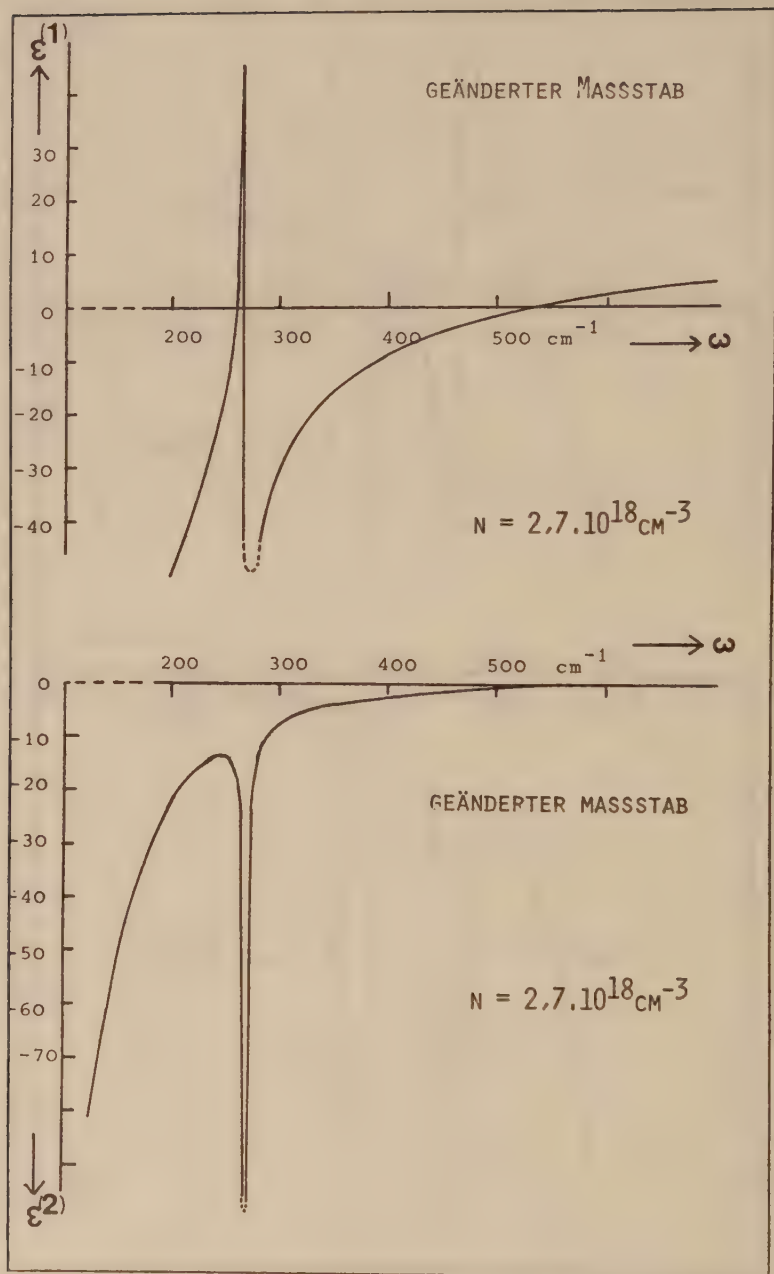
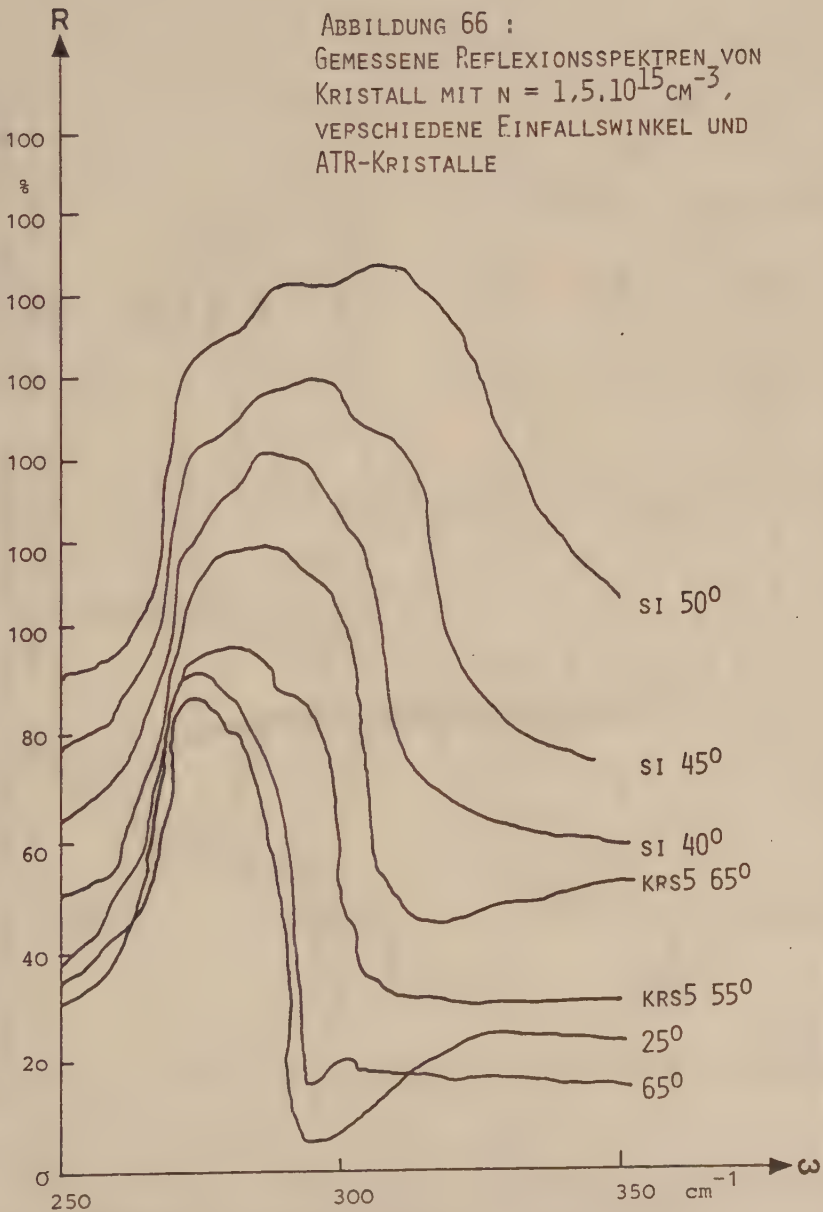


ABBILDUNG 65 : REAL- UND IMAGINÄRTEIL DER DIELEKTRIZITÄTS-
FUNKTION

ABBILDUNG 66 :
GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN VON
KRISTALL MIT $n = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-3}$,
VEPSCHIEDENE EINFALLSWINKEL UND
ATR-KRISTALLE



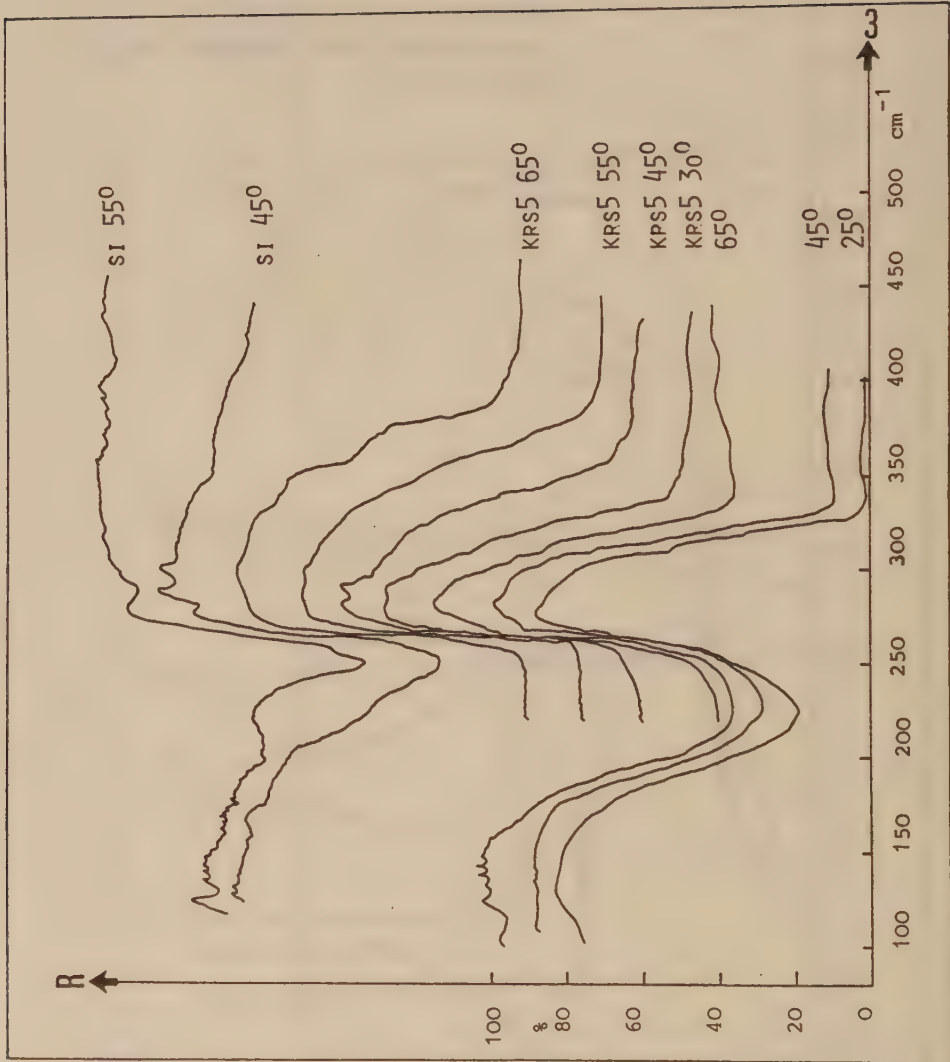


ABBILDUNG 67 : REFLEXIONSSPEKTREN VON KRISTALL MIT $n = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,
VERSCHIEDENE EINFALLSWINKEL UND ATR-KRISTALLE.

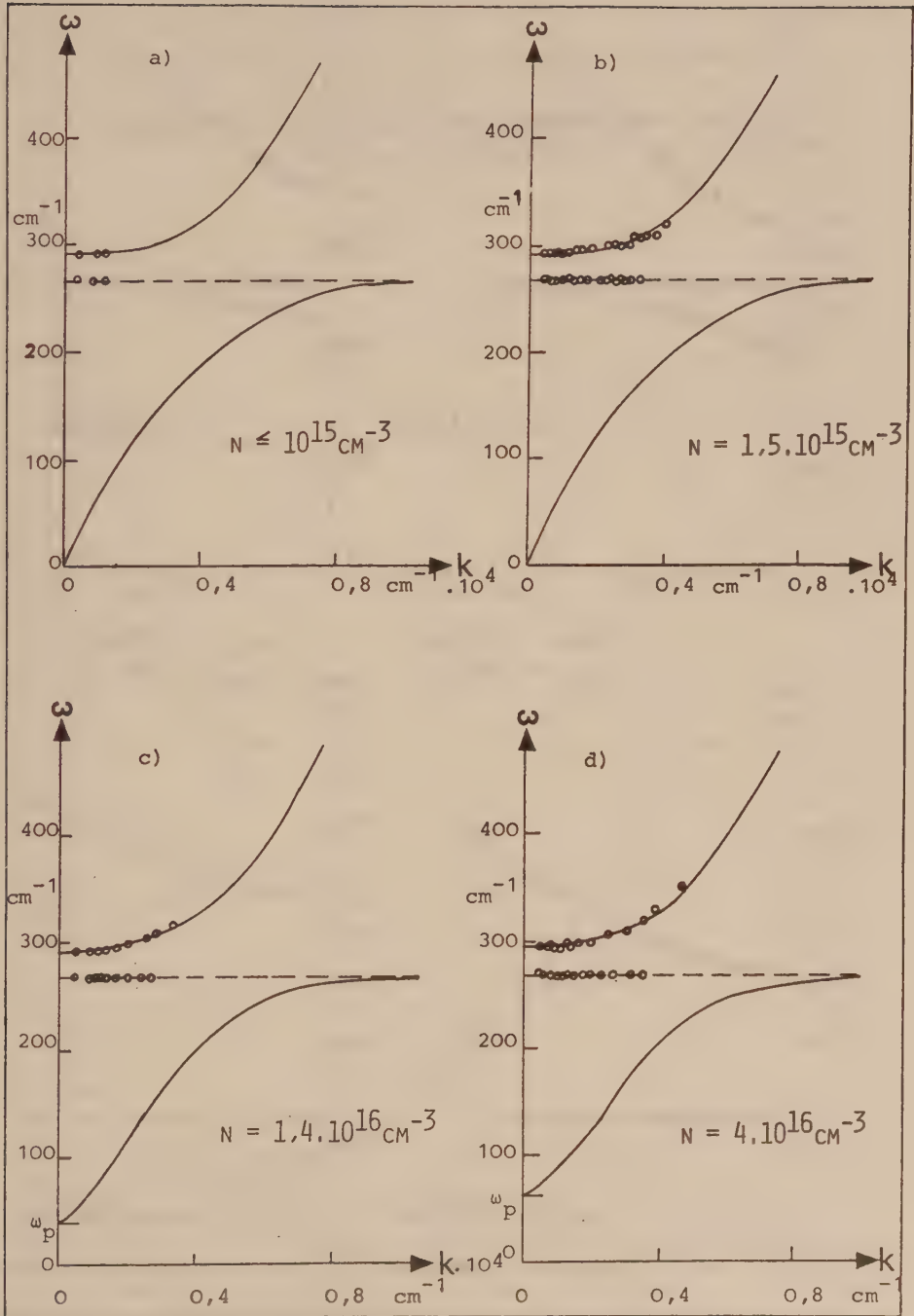


ABBILDUNG 68 : DISPERSIONSKURVEN VON VOLUMENPOLARITONEN

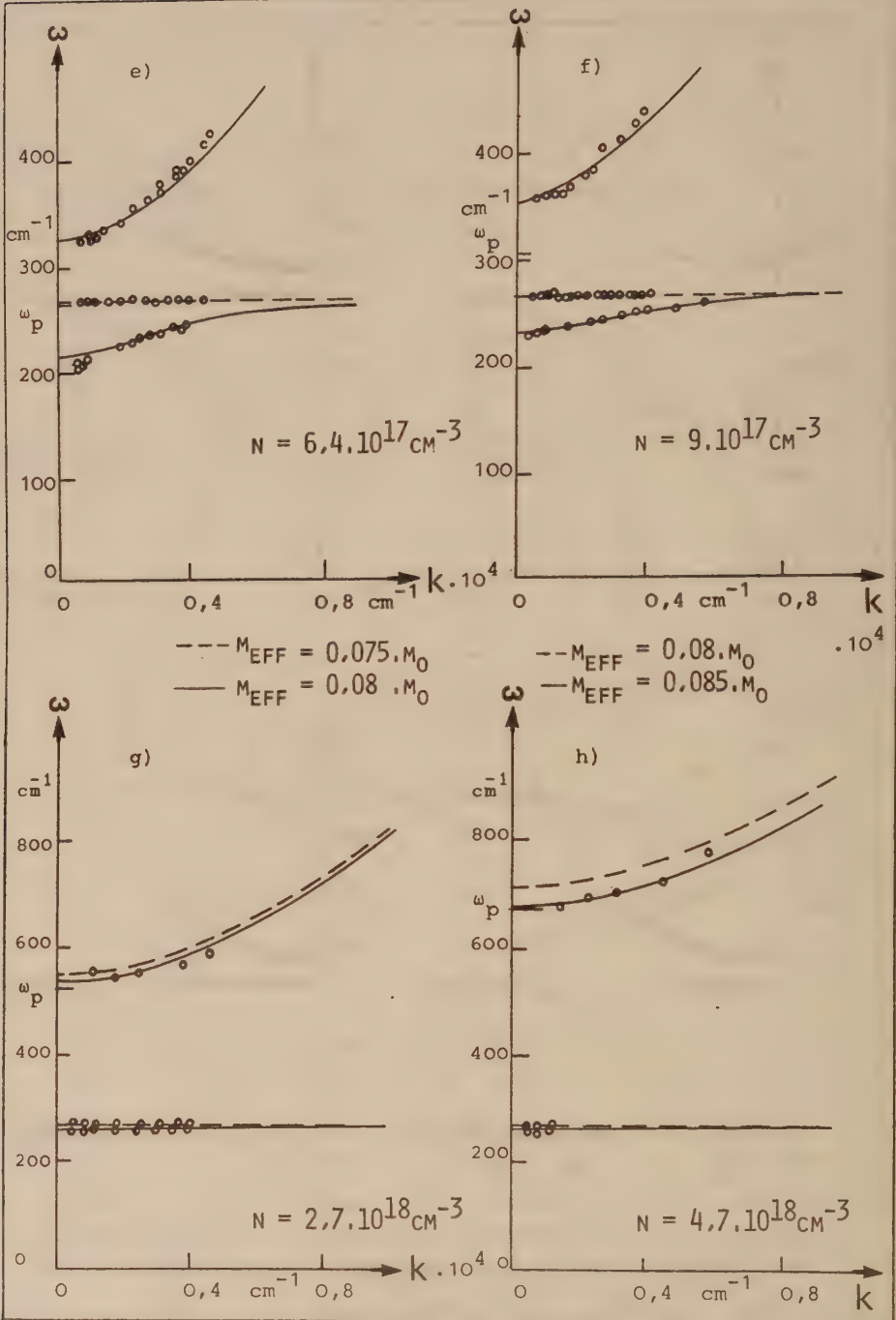


ABBILDUNG 68 : DISPERSIONSKURVEN VON VOLUMENPOLARITONEN BZW.
-PLASMARITONEN

ABBILDUNG 69 : OBERER DISPERSIONSZWEIG VON KRISTALL
MIT $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-1}$.

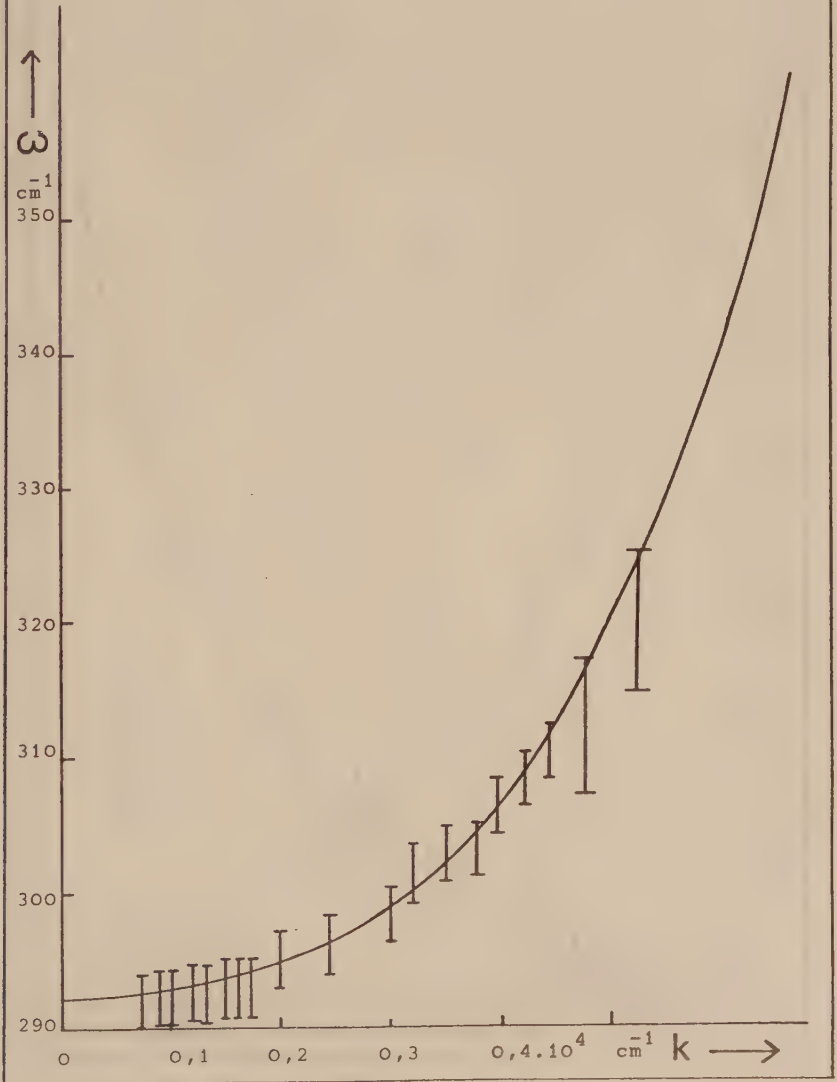


ABBILDUNG 70 : OBERER DISPERSIONSZWEIG VON KRISTALL
MIT $N = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

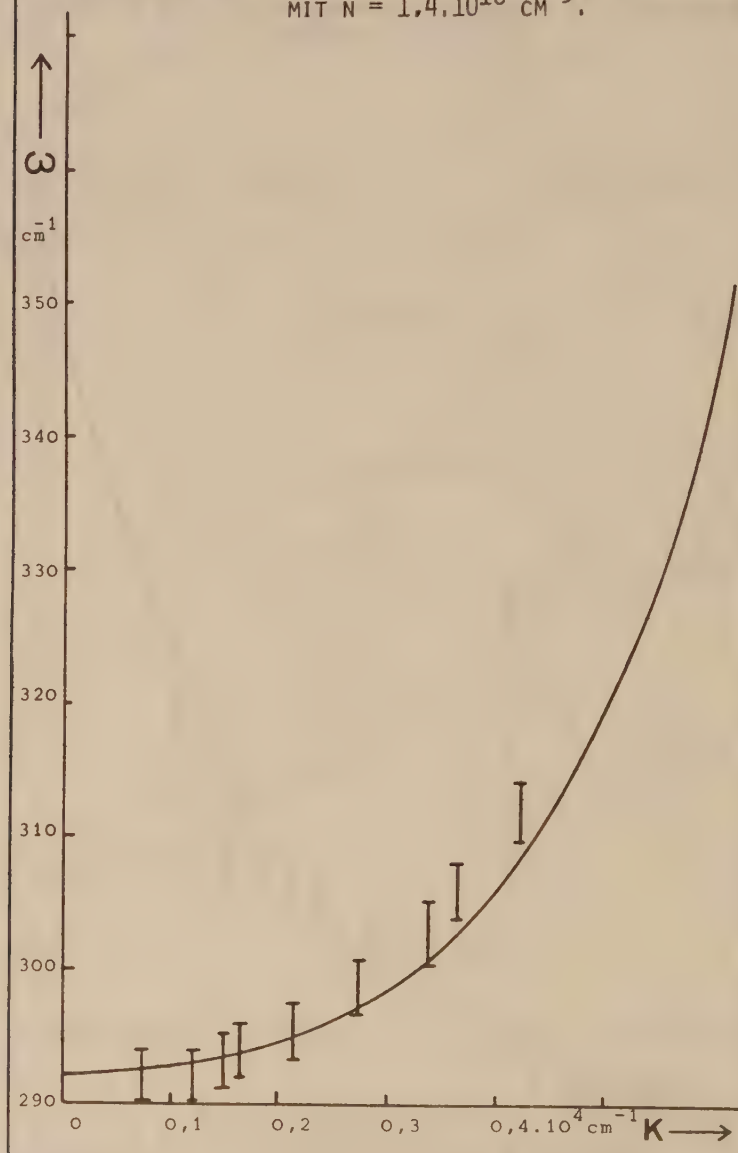


ABBILDUNG 71 : OBERER DISPERSIONSZWEIG VON KRISTALL
MIT $N = 4,10^{16} \text{ cm}^{-3}$,

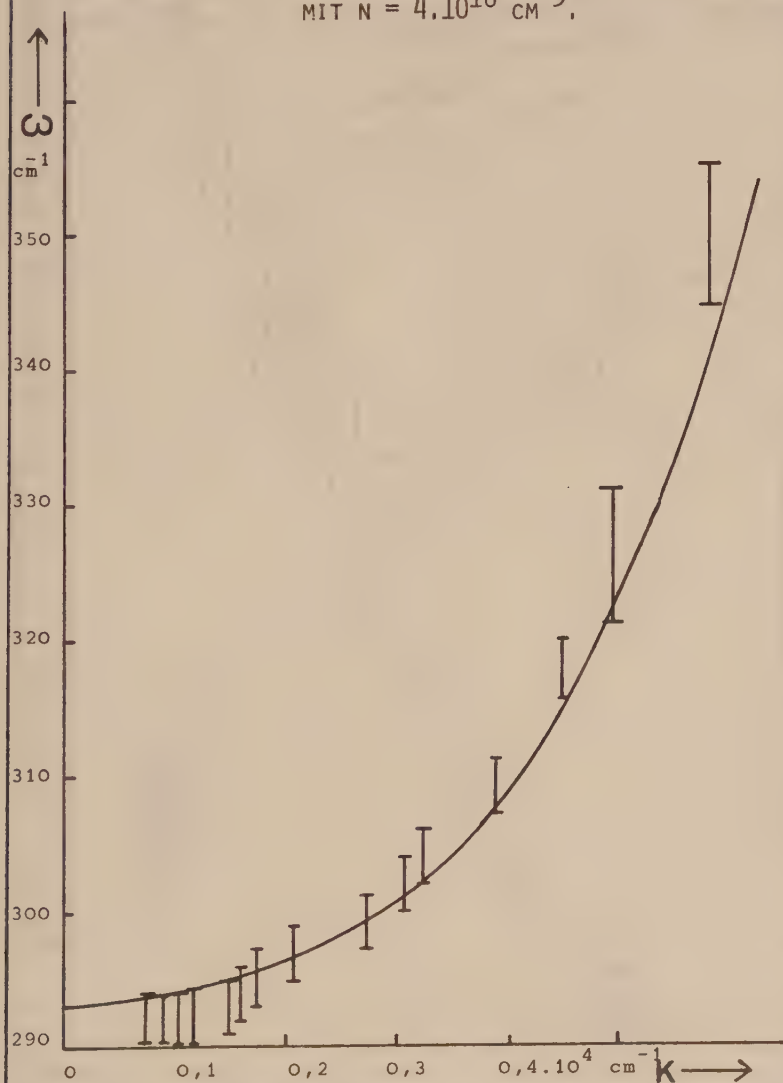


ABBILDUNG 72A : OBERER DISPEPSIONSZWEIG
VON KRISTALL MIT $N = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

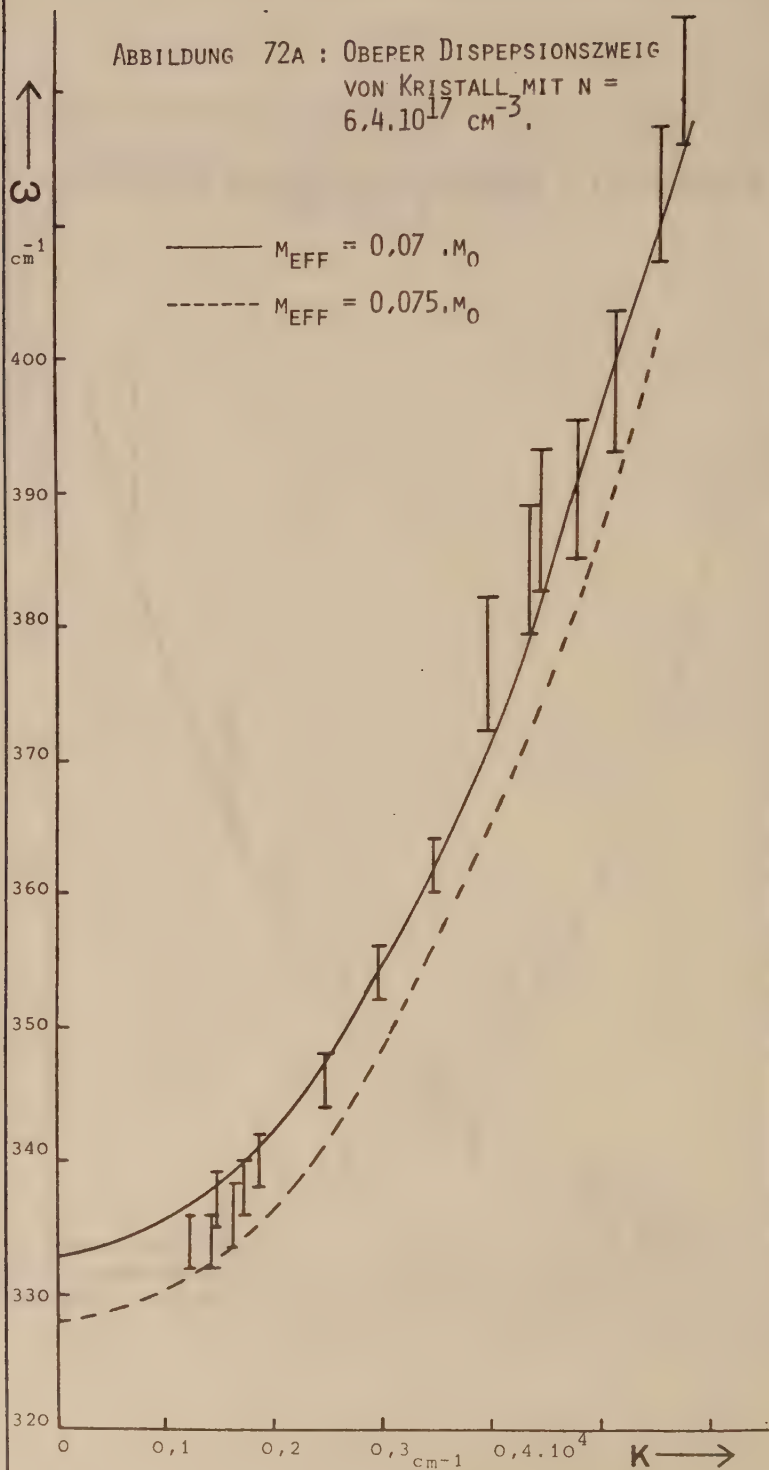


ABBILDUNG 72B : UNTERER DISPERSIONSZWEIG VON
KRISTALL MIT $N = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

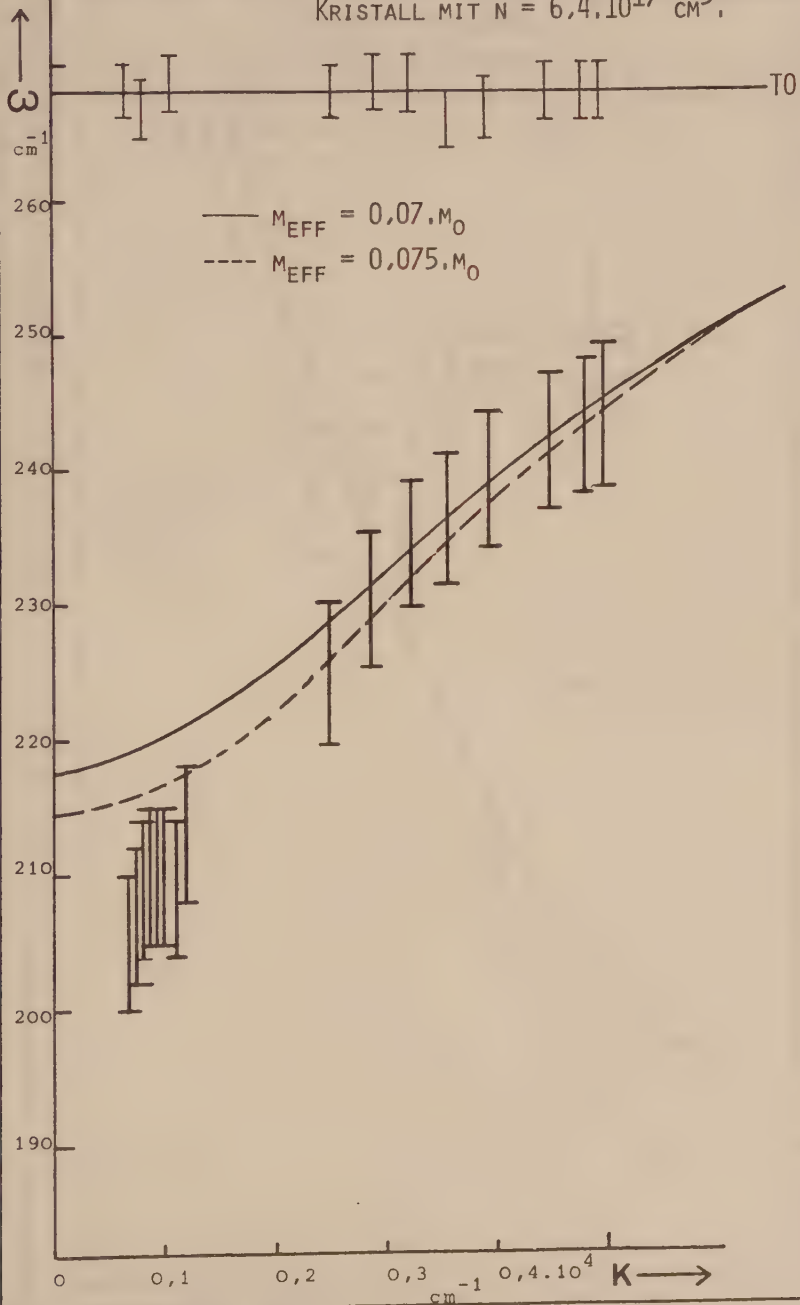


ABBILDUNG 73A : OBEREPEP DISPERSIONS
ZWEIG VON KRISTALL
MIT $N = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

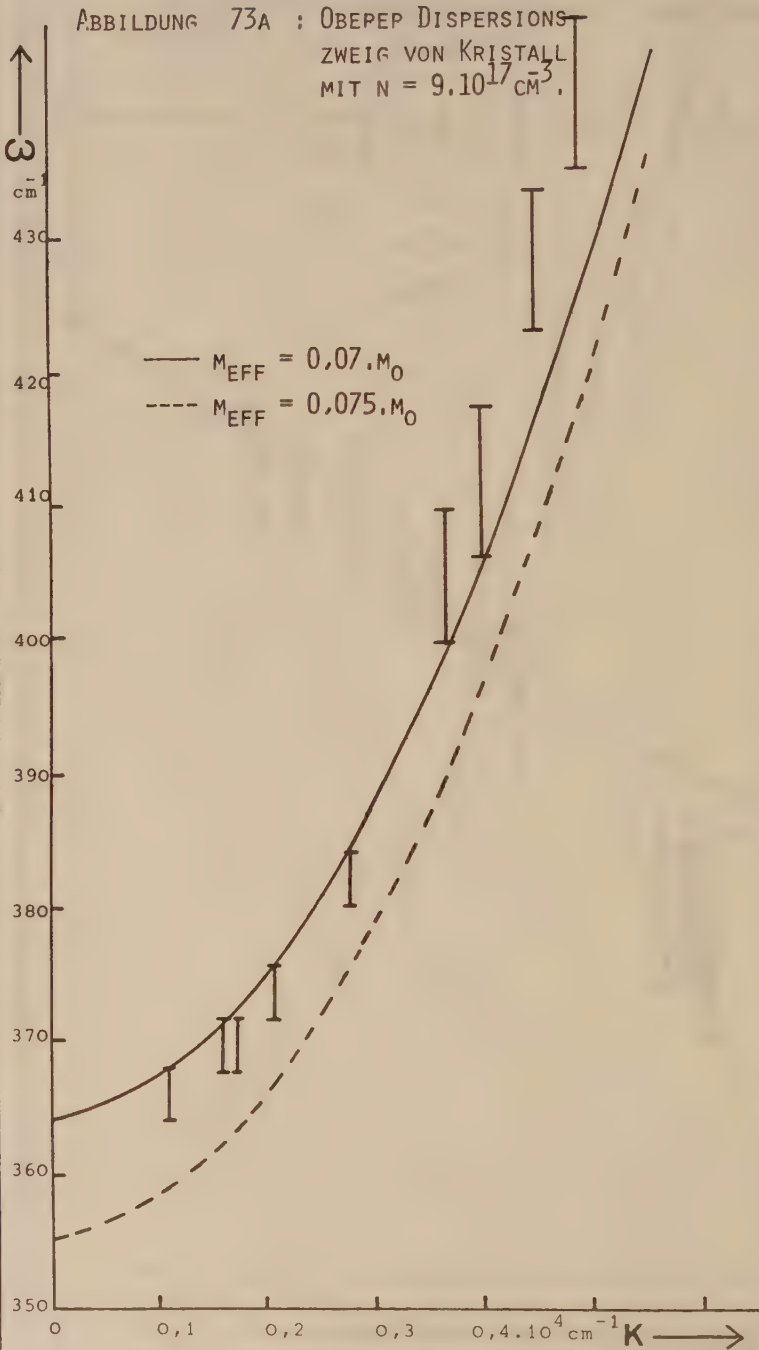


ABBILDUNG 73B : UNTERER DISPERSIONSZWEIG VON KRISTALL
MIT $N = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

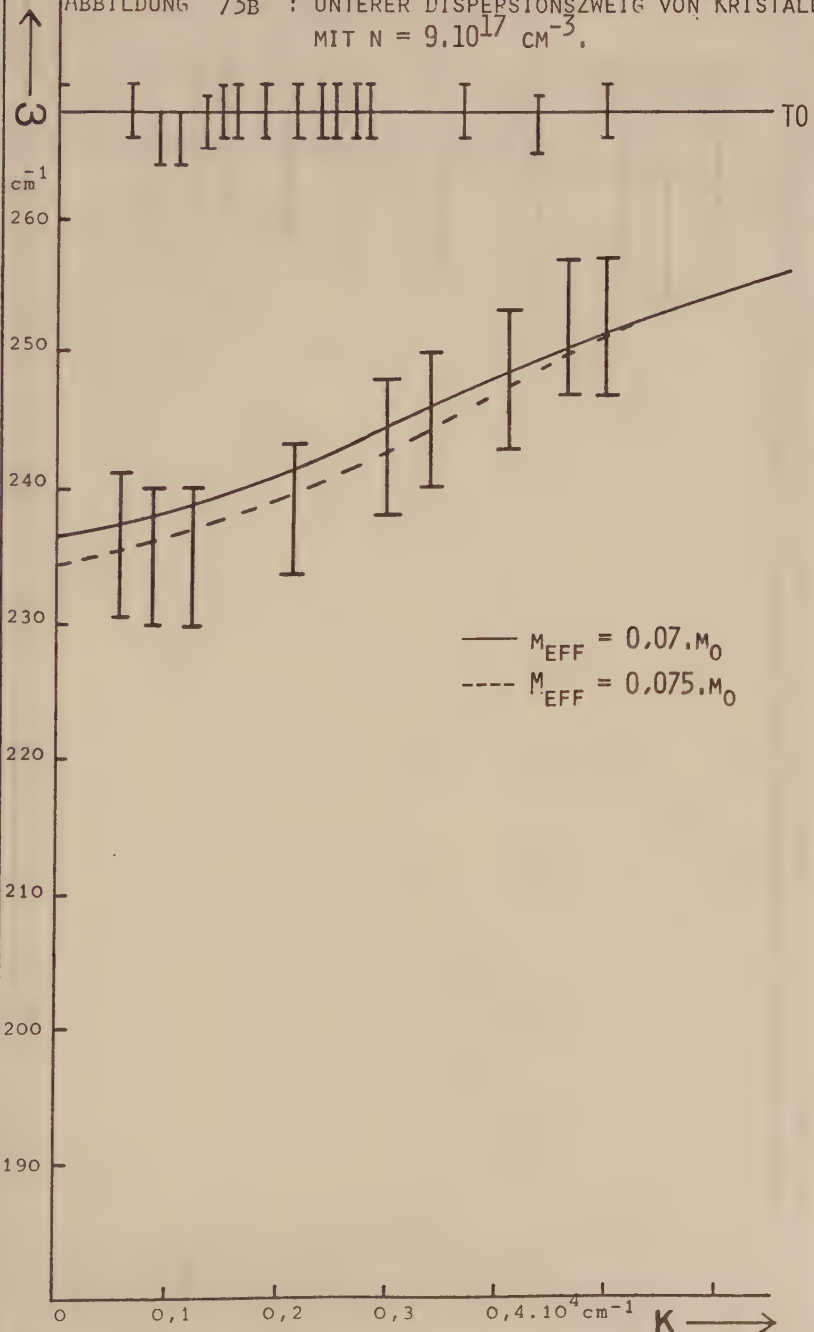


ABBILDUNG 74 : UNTERER DISPERSIONSZWEIG VON KRISTALL
MIT $N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

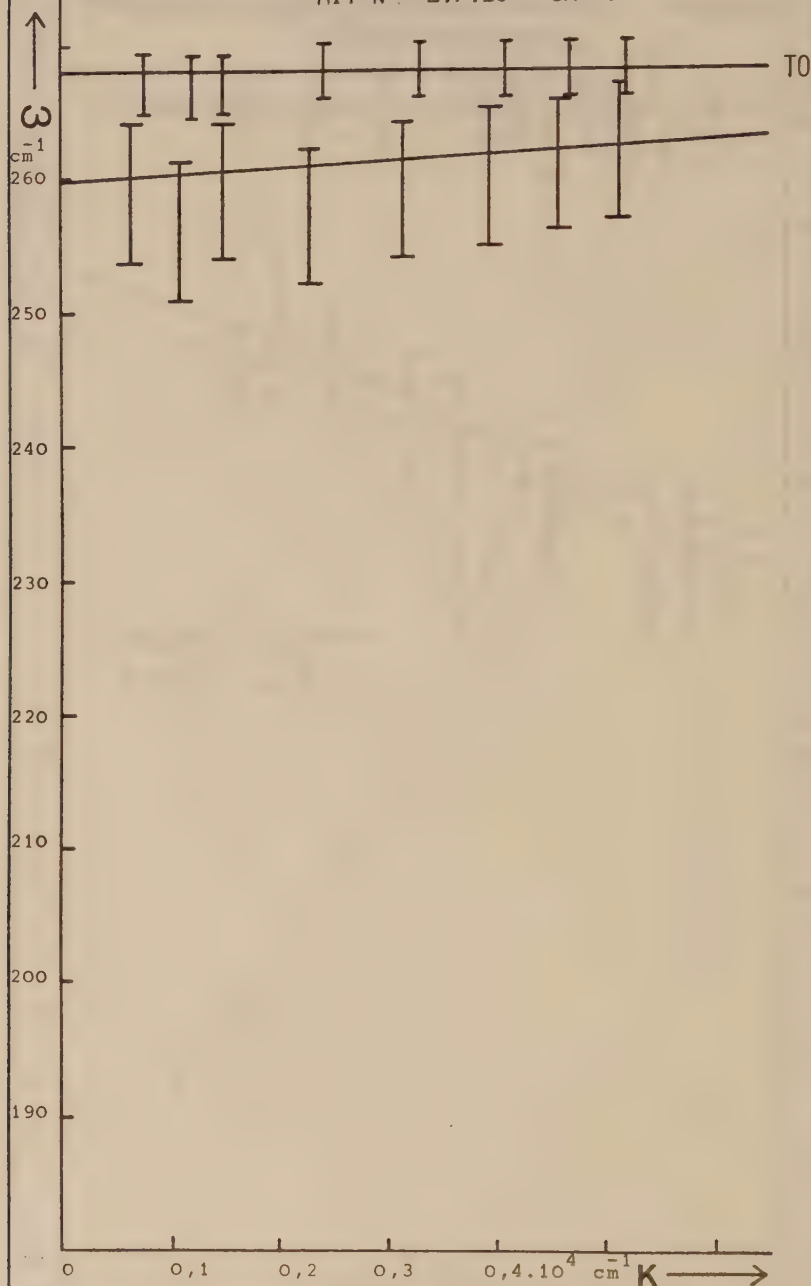


ABBILDUNG 75 : UNTERER DISPERSIONSZWEIG VON KRISTALL
MIT $N = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

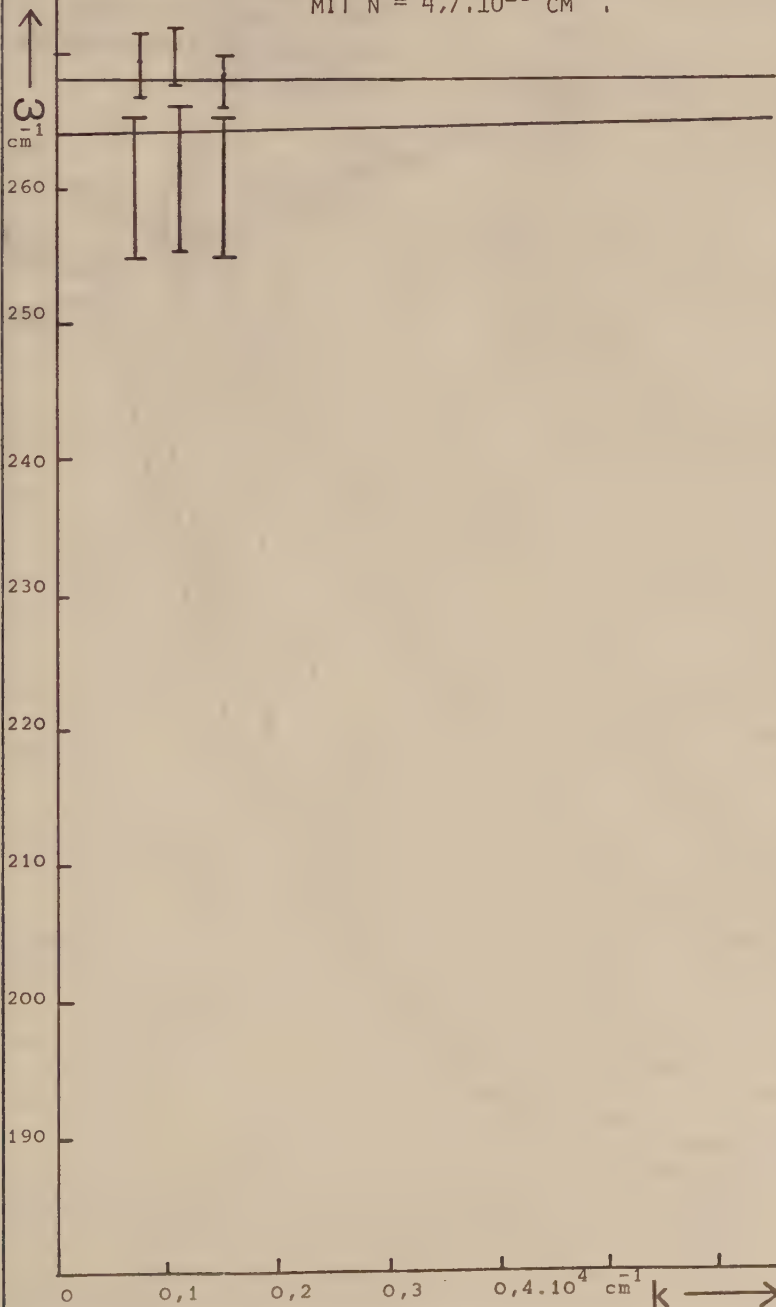
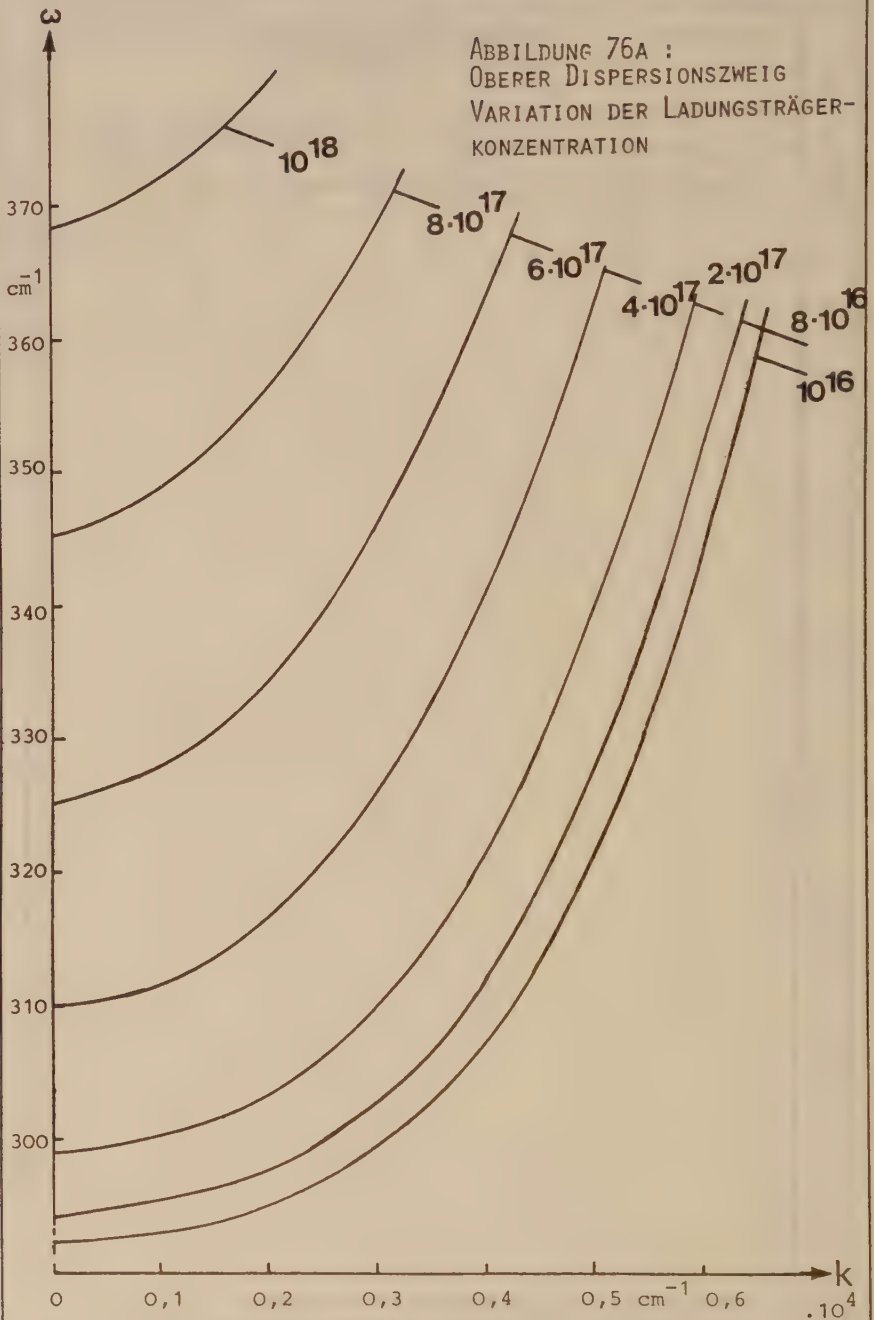
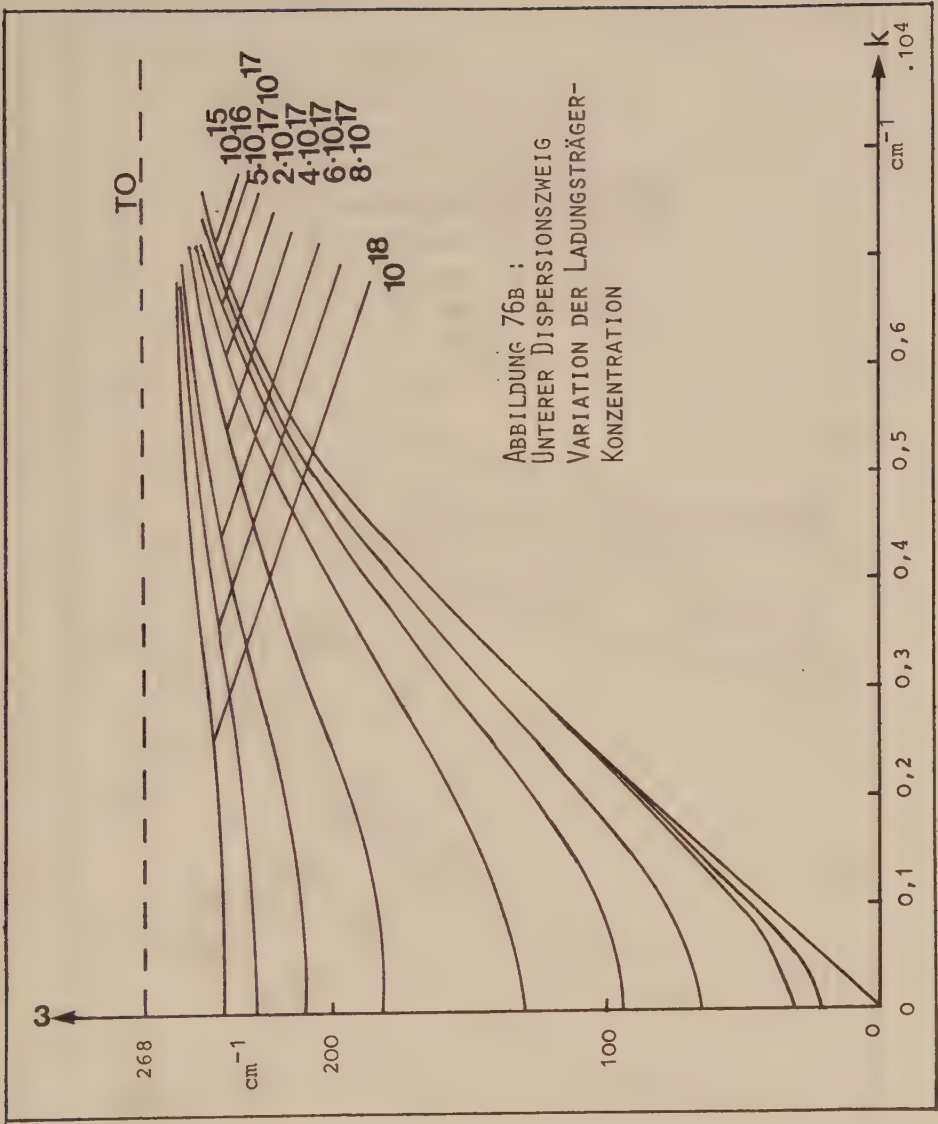


ABBILDUNG 76A :
 OBERER DISPERSIONSZWEIG
 VARIATION DER LADUNGSTRÄGER-
 KONZENTRATION





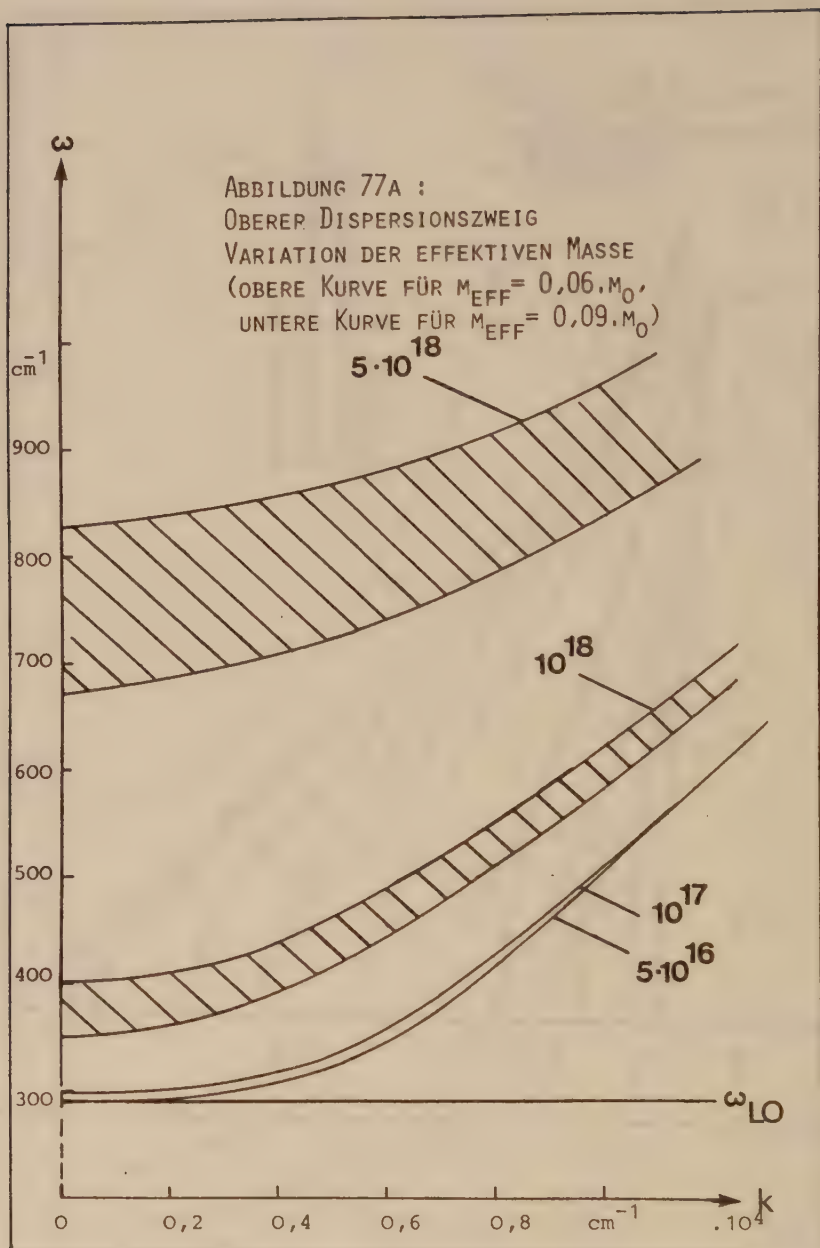


ABBILDUNG 77B :

UNTERER DISPERSIONSZWEIG

VARIATION DER EFFEKTIVEN MASSE

(OBERE KURVE FÜR $m_{\text{EFF}} = 0,06 \cdot m_0$,

UNTERE KURVE FÜR $m_{\text{EFF}} = 0,09 \cdot m_0$)

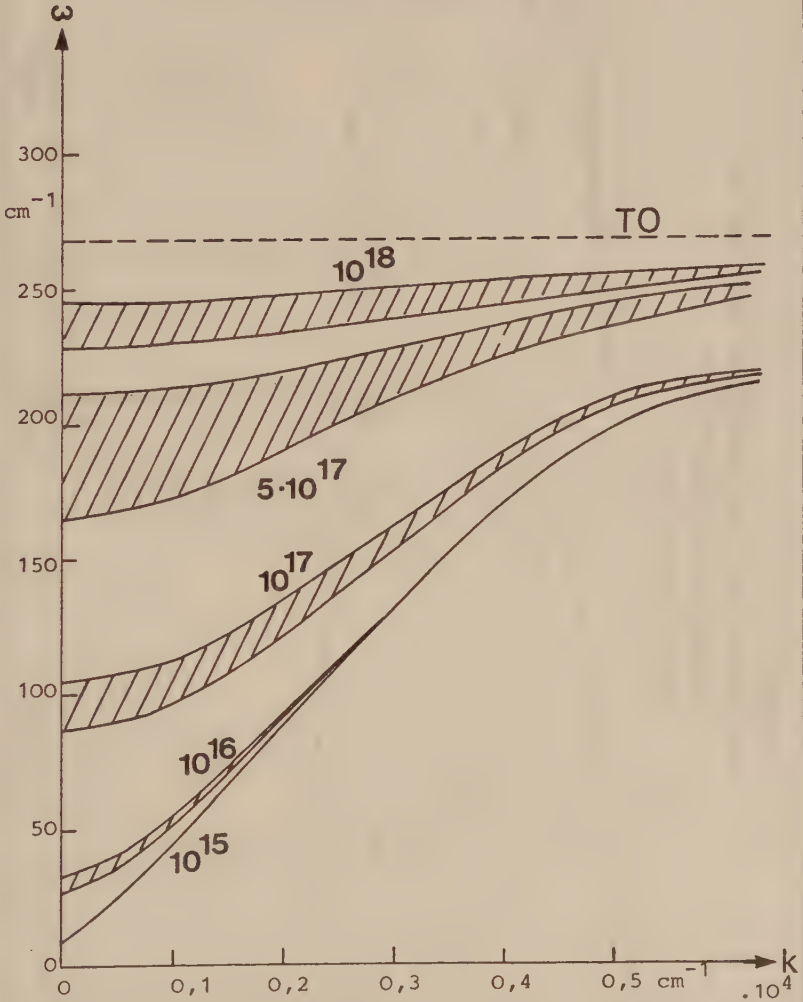


ABBILDUNG 79A) VARIATION DER PHONONENDÄMPFUNG

ELEKTRONENDÄMPFUNG = 35 cm^{-1}

1) 2 cm^{-1}

2) 4 cm^{-1}

3) $5,5 \text{ cm}^{-1}$

4) $8,4 \text{ cm}^{-1}$

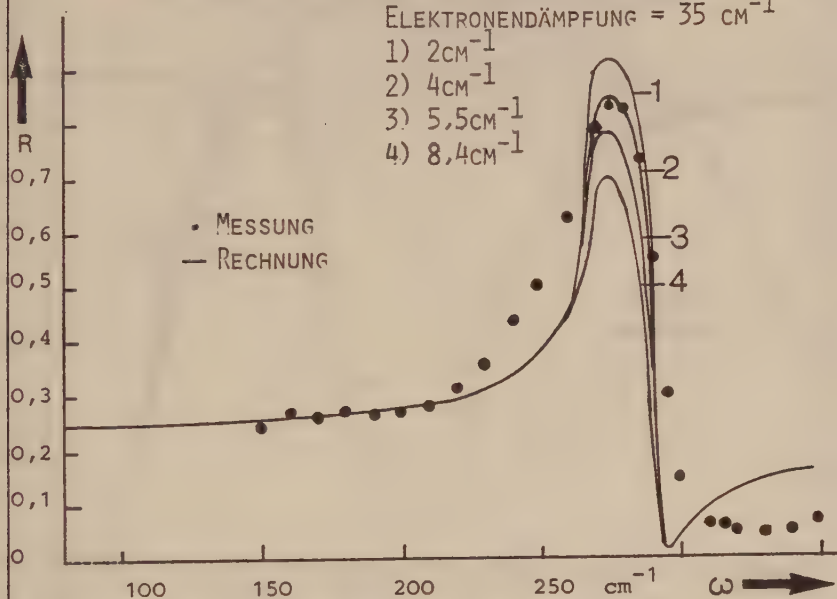


ABBILDUNG 79B) VARIATION DER ELEKTRONENDÄMPFUNG

($\Gamma = 1 \dots 100 \text{ cm}^{-1}$).

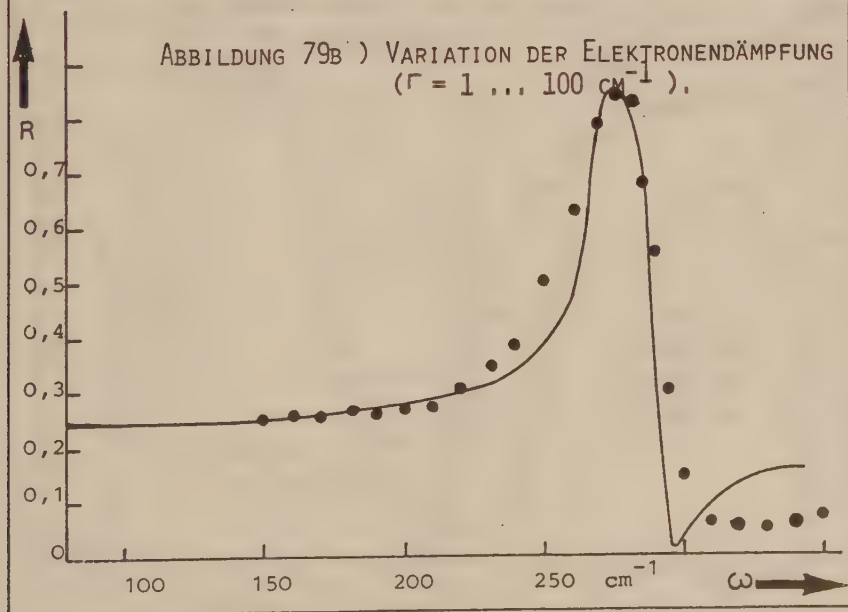


ABBILDUNG 79 : GEMESSENE UND GERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN
FÜR KRISTALL MIT $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

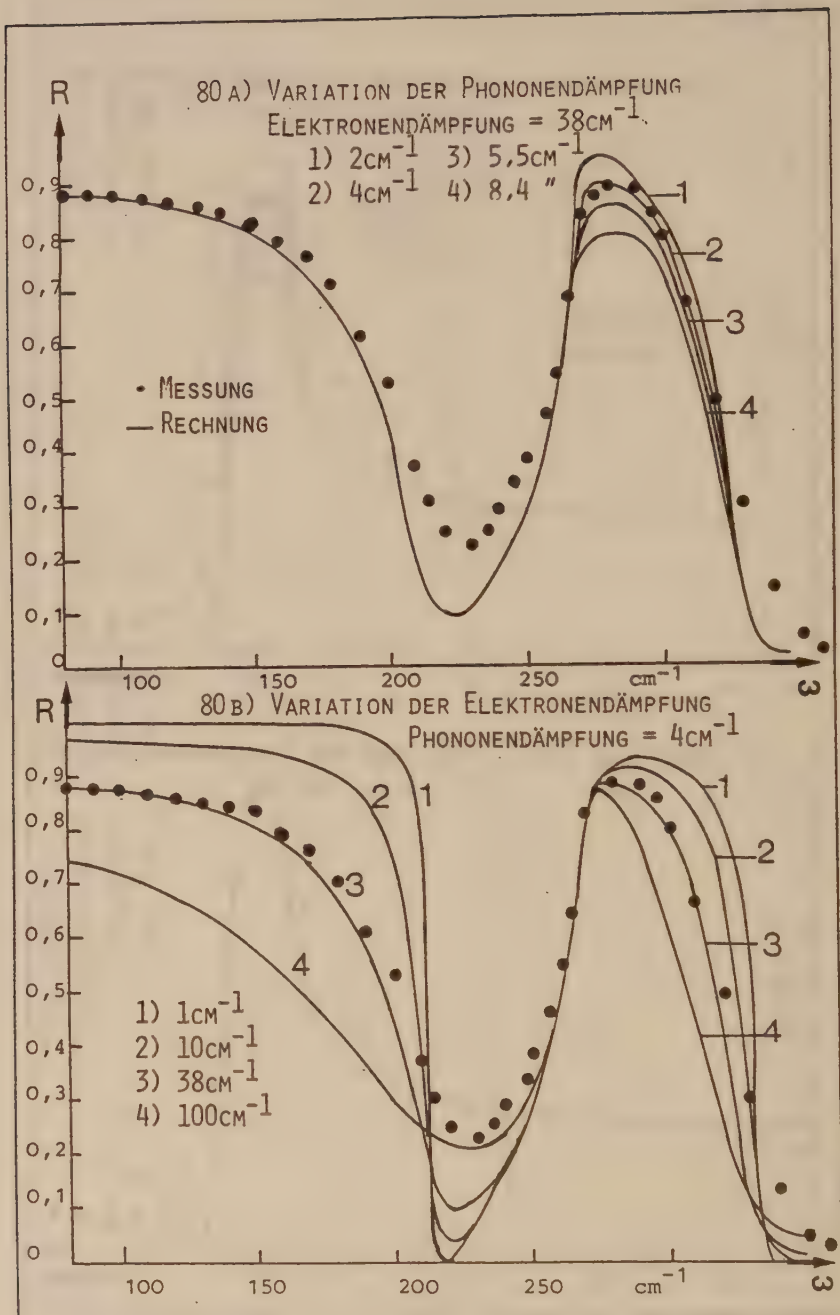


ABBILDUNG 80: GEMESSENE UND GERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN
FÜR KRISTALL MIT $N = 6,4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$

81 A) VARIATION DER PHONONENDÄMPFUNG
ELEKTRONENDÄMPFUNG = 40 cm^{-1}

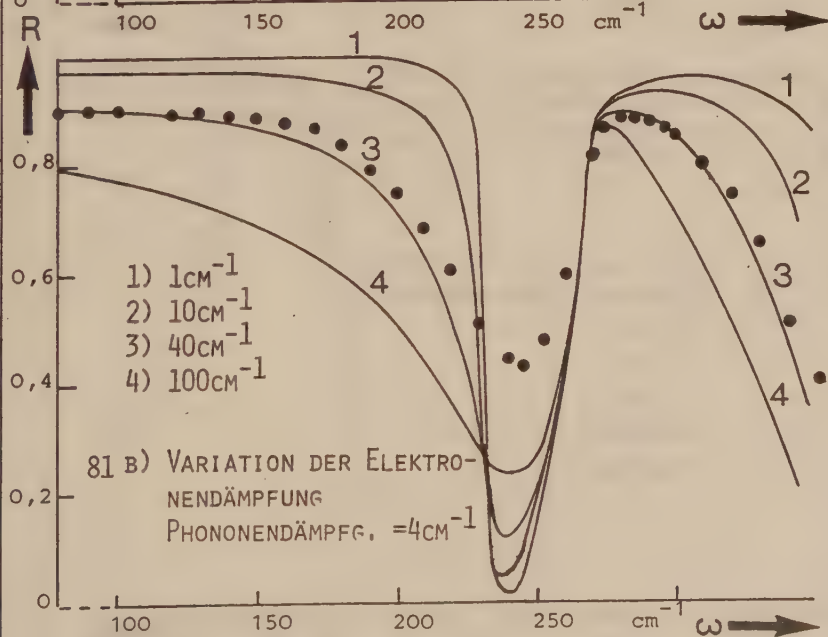
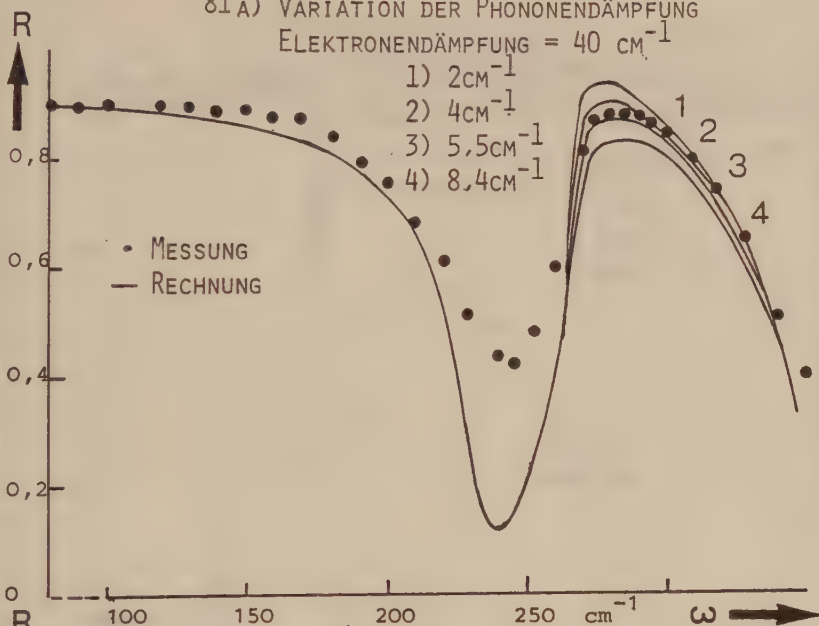


ABBILDUNG 81 : GEMESSENE UND GERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN
FÜR KRISTALL MIT $N = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

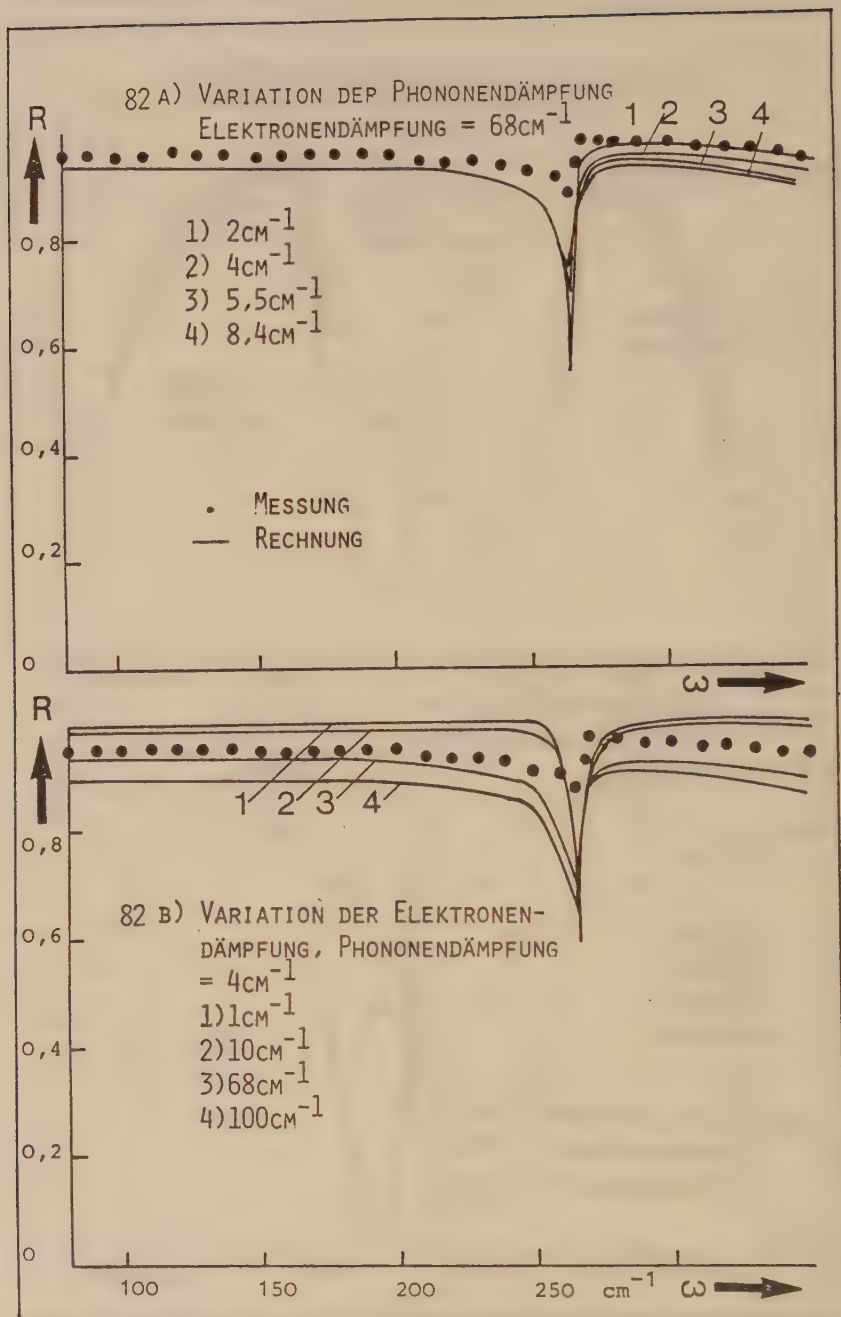
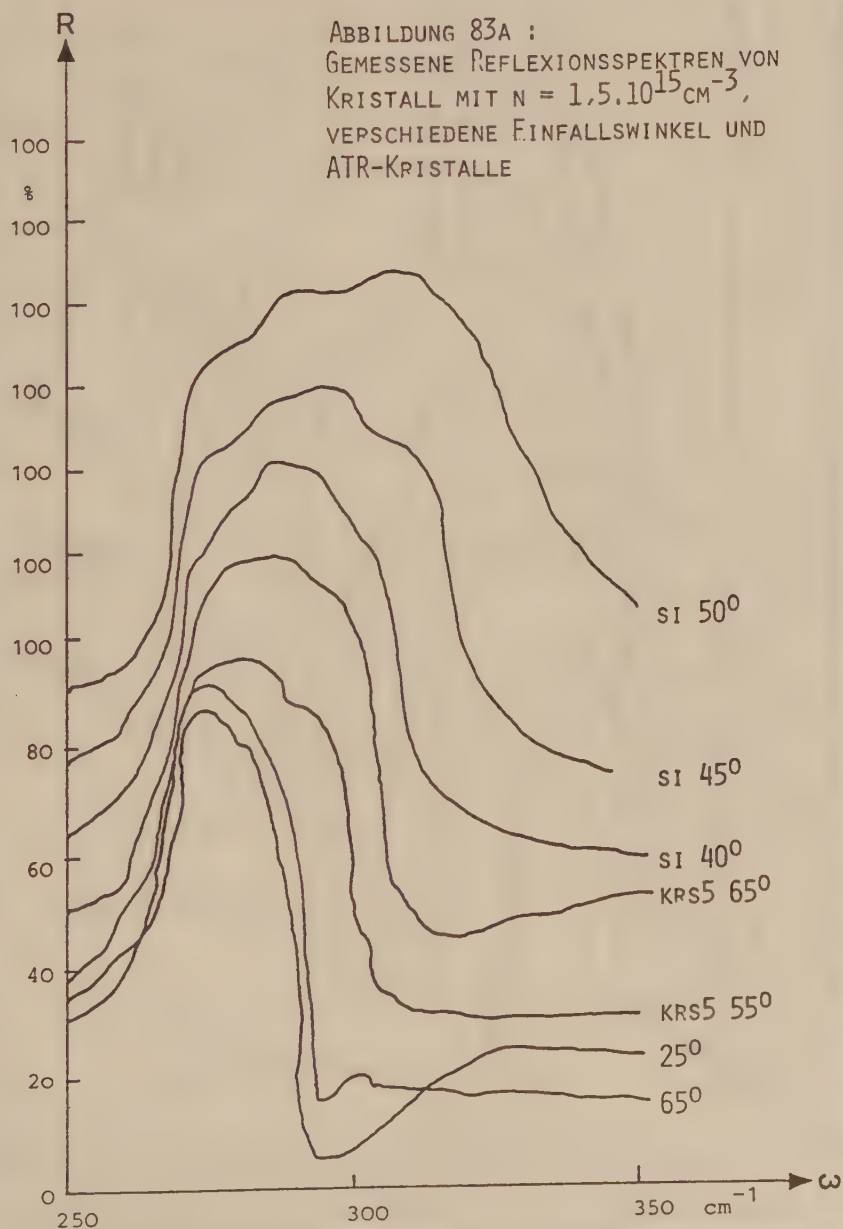


ABBILDUNG 82 : GEMESSENE UND GERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN
FÜR KRISTALL MIT $N = 4,7 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$

ABBILDUNG 83A :
 GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN VON
 KRISTALL MIT $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$,
 VERSCHIEDENE EINFALLSWINKEL UND
 ATR-KRISTALLE



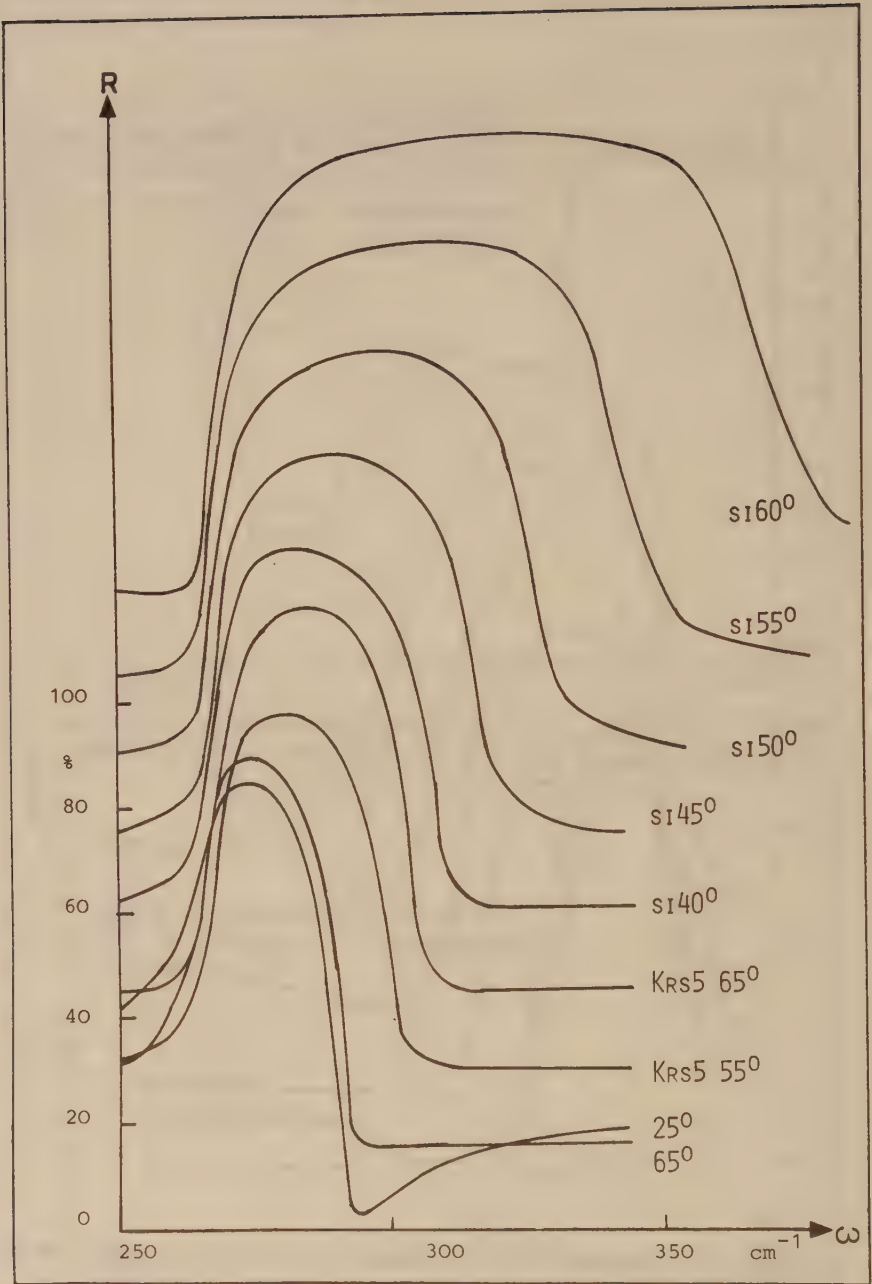
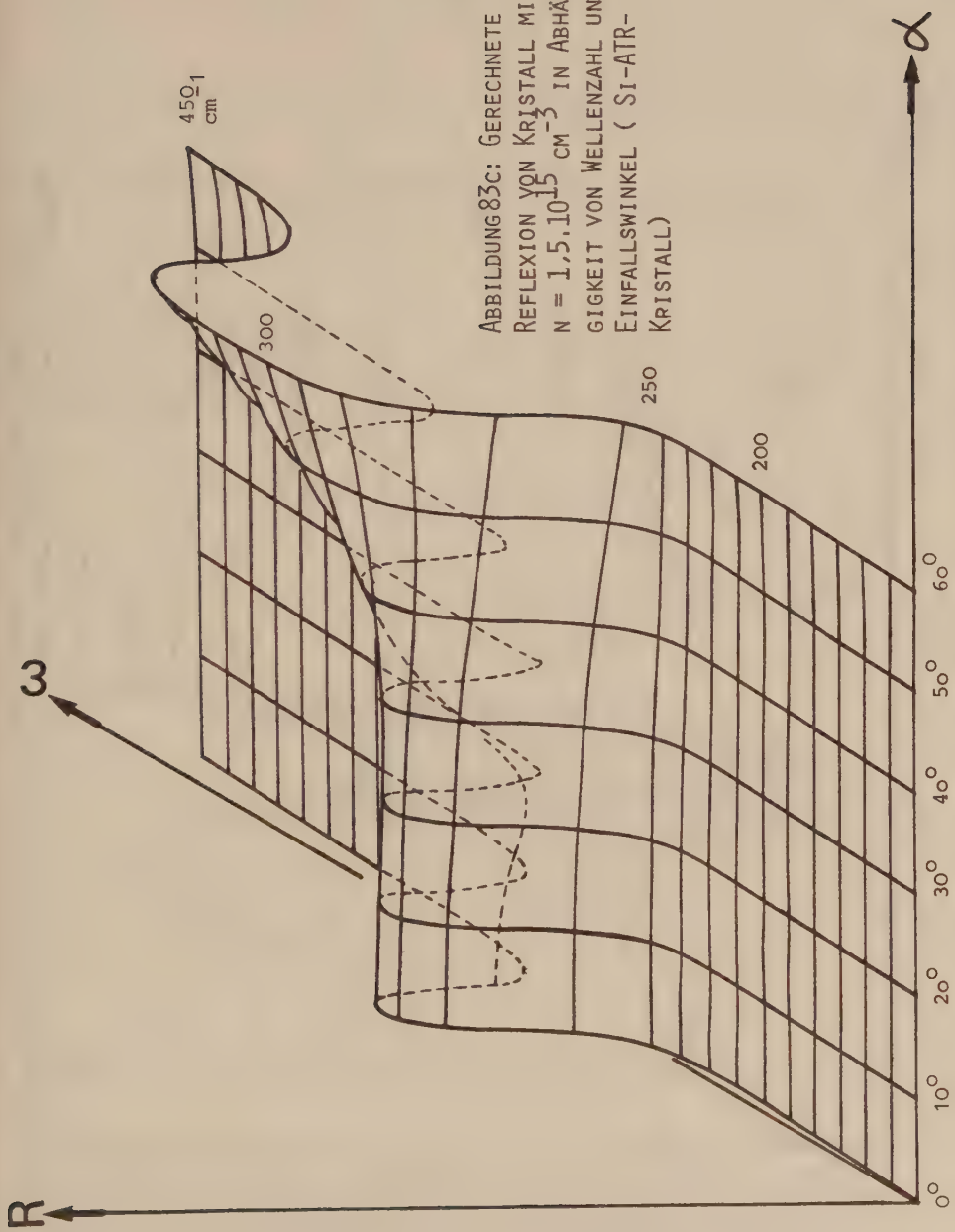


ABBILDUNG 83B: GERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALL MIT $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, VERSCHIEDENE EINFALLSWINKEL UND HALBZYLINDER

ABBILDUNG 83c: GERECHNETE
REFLEXION VON KRISTALL MIT
 $n = 1,5, 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ IN ABHÄN-
GIGKEIT VON WELLENZAHL UND
EINFALLSWINKEL (Si-ATR-
KRISTALL)



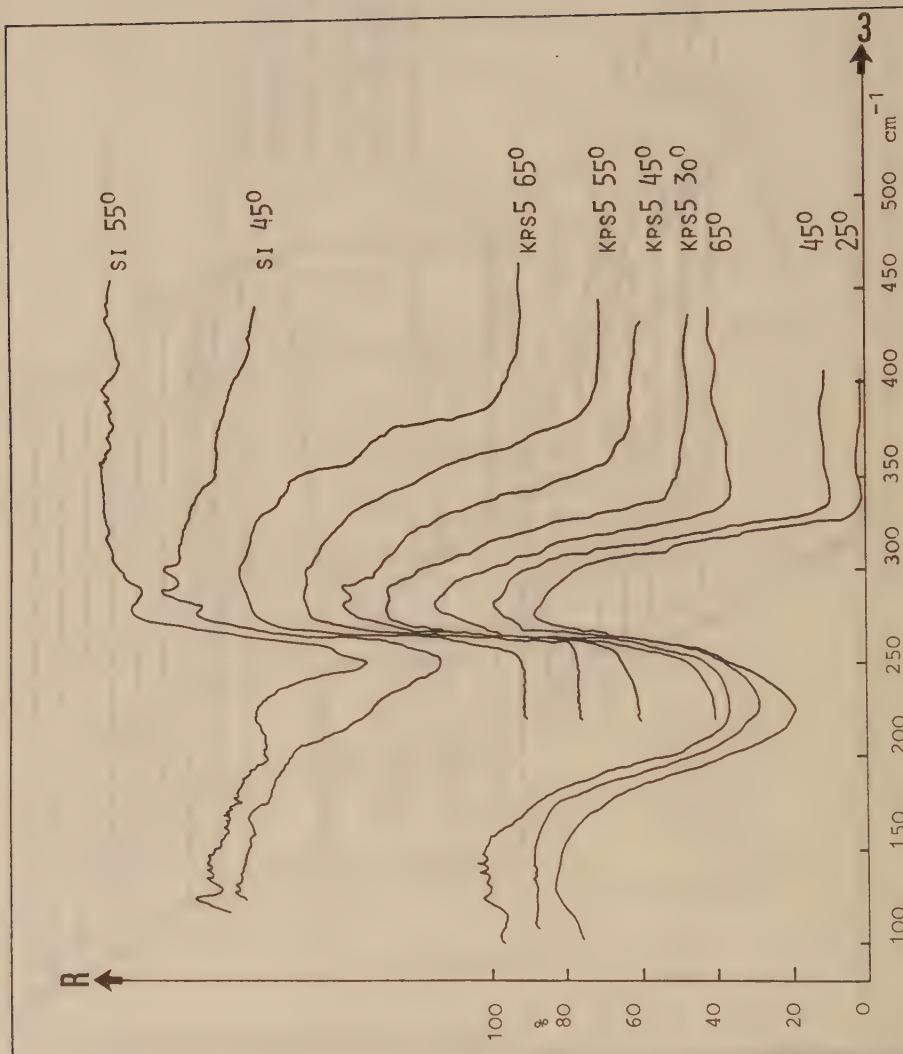


ABBILDUNG 84A: REFLEXIONSSPEKTREN VON KRISTALL MIT $n = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,
VERSCHIEDENE EINFALLSWINKEL UND ATR-KRISTALLE.

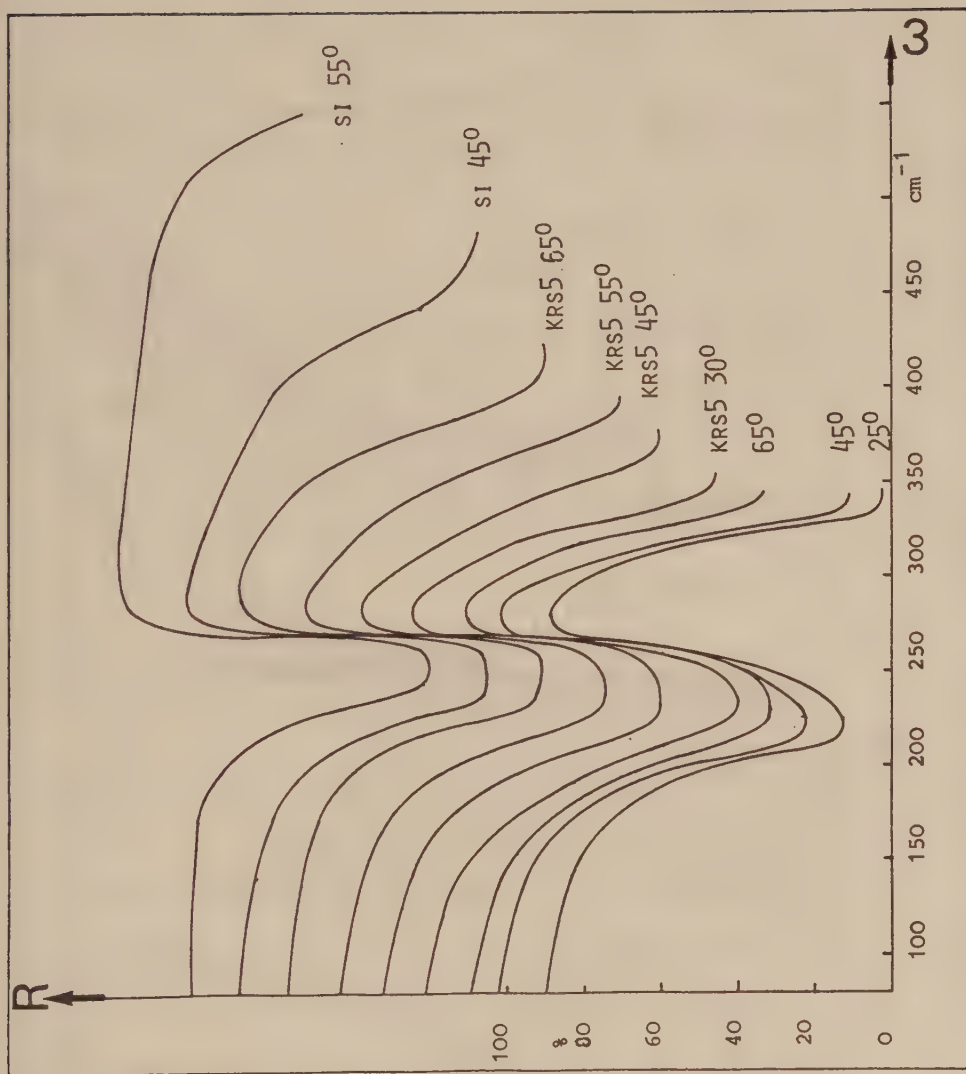


ABBILDUNG 84B: GERECHN. REFLEXIONSSPEKTREN VON KRISTALL MIT $n = 6.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, VERSCHIEDENE EINFALLSWINKEL UND ATR-KRISTALLE.

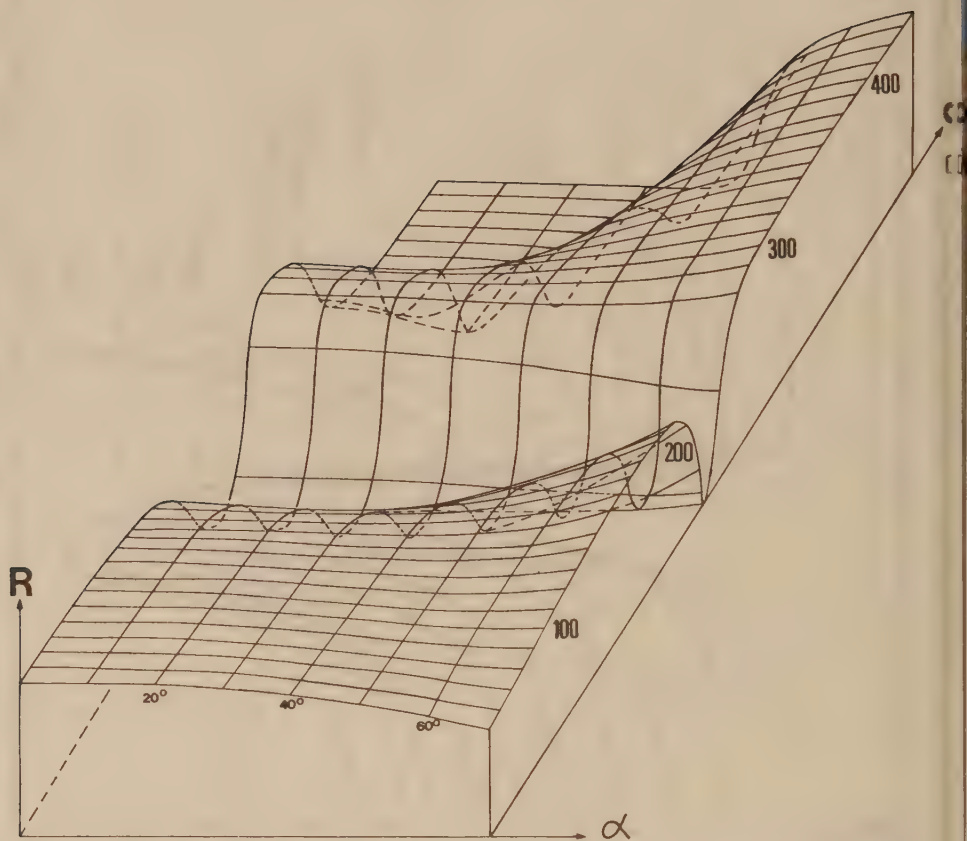


ABBILDUNG 84c : Gerechnete Reflexion von Kristall mit $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ in Abhängigkeit von Wellenzahl und Einfallswinkel (Si-ATR-Kristall).

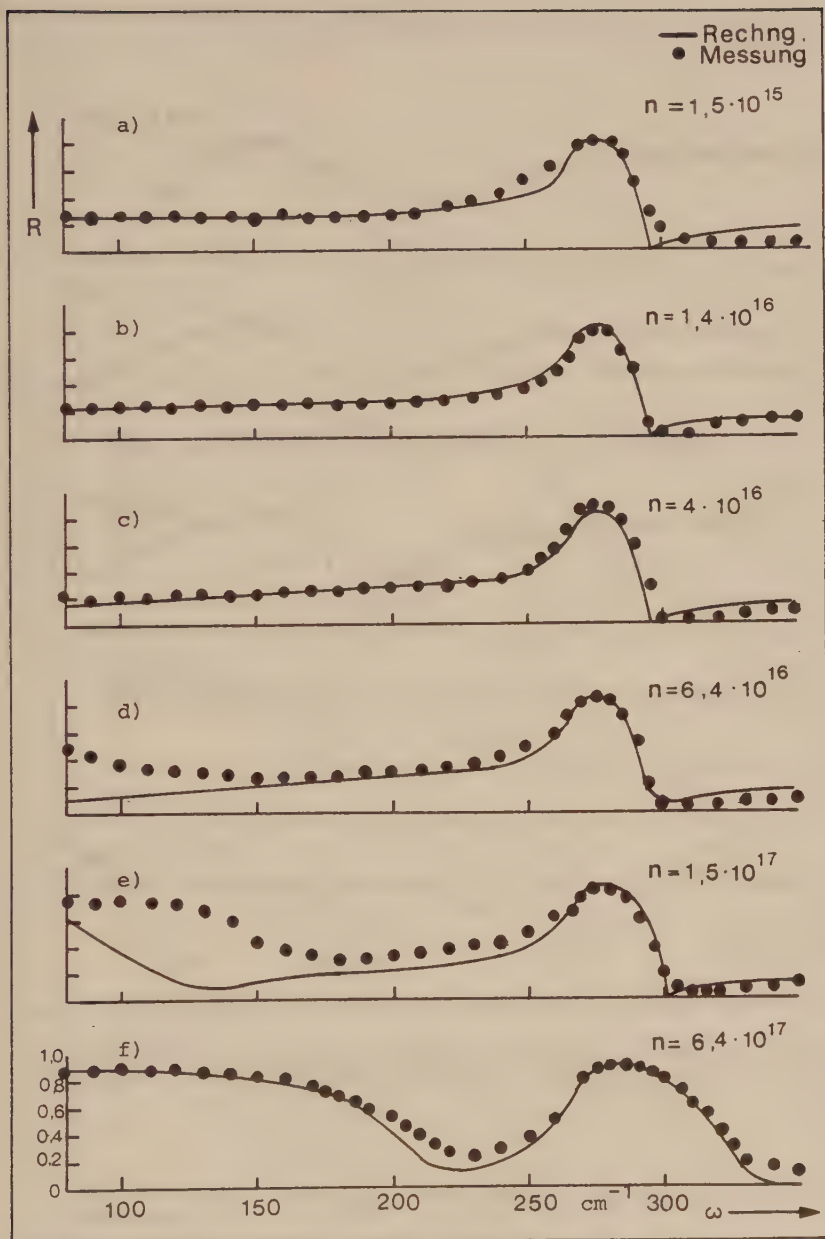


ABBILDUNG 85: GERECHNETE UND GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALLE MIT UNTERSCHIEDLICHEN LADUNGSTRÄGERKONZENTRATIONEN. EINFALLSWINKEL 35° (KEIN ATR-KRISTALL).

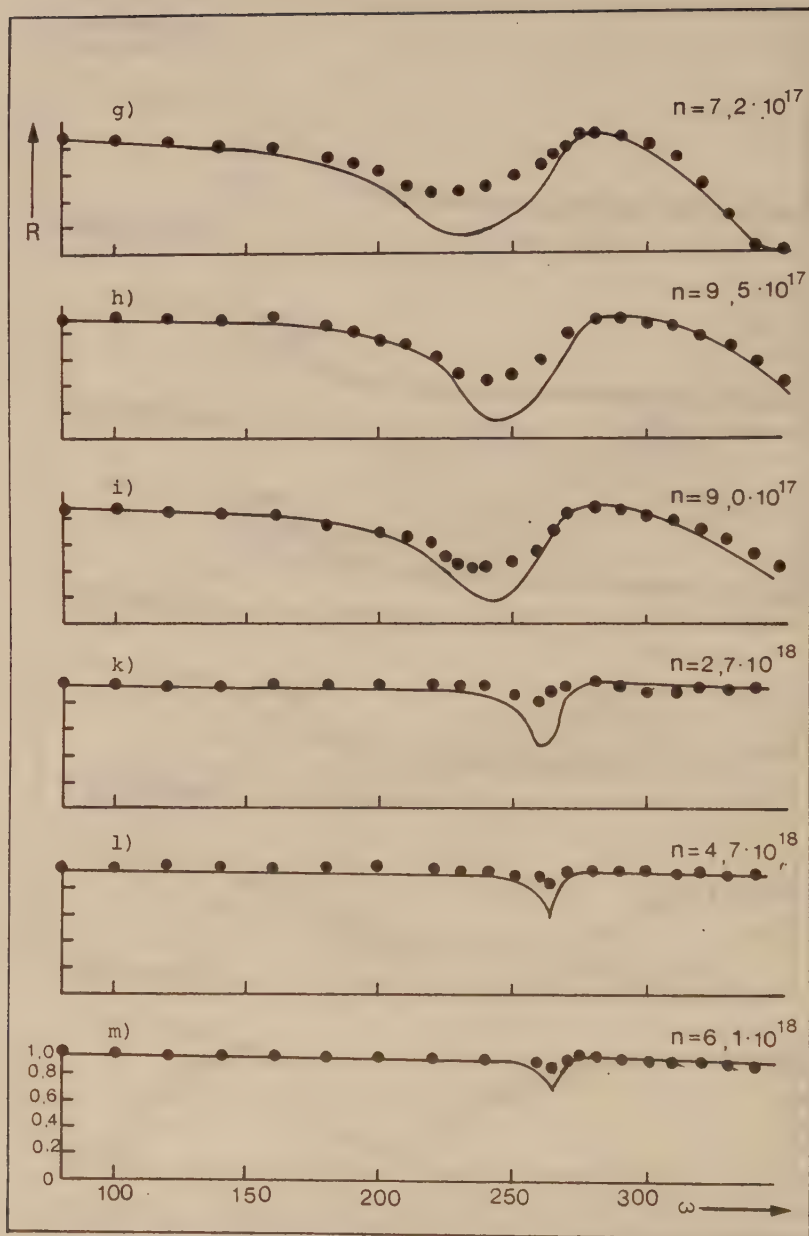


ABBILDUNG 85: GERECHNETE UND GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALLE MIT UNTERSCHIEDLICHEN LADUNGSTRÄGERKONZENTRATIONEN, EINFALLSWINKEL 35° (KEIN ATR-KRISTALL).

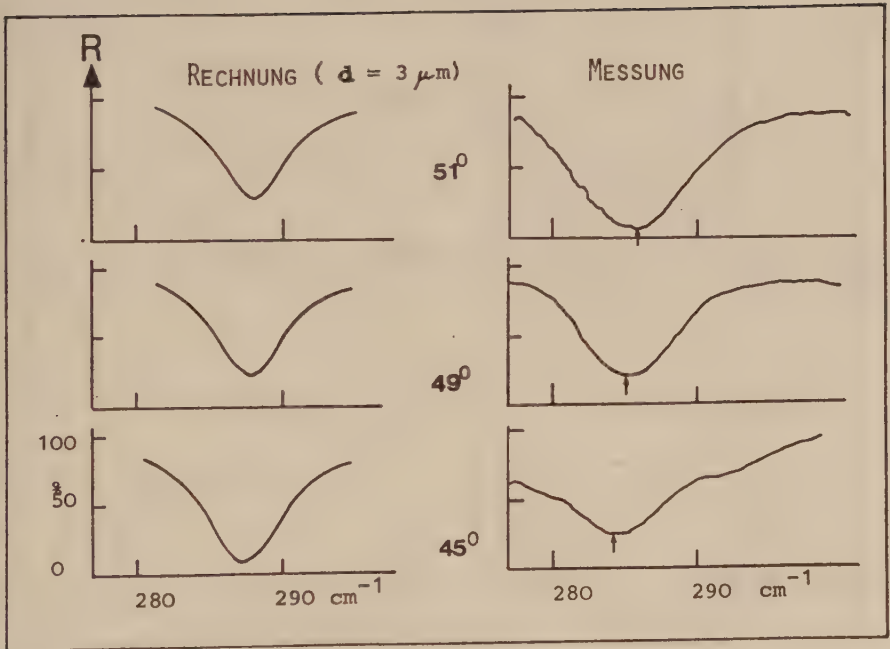


ABBILDUNG 86: SPEKTREN VON OBERFLÄCHENPOLARITONEN, KRISTALL MIT $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, Krs5 KRISTALL.

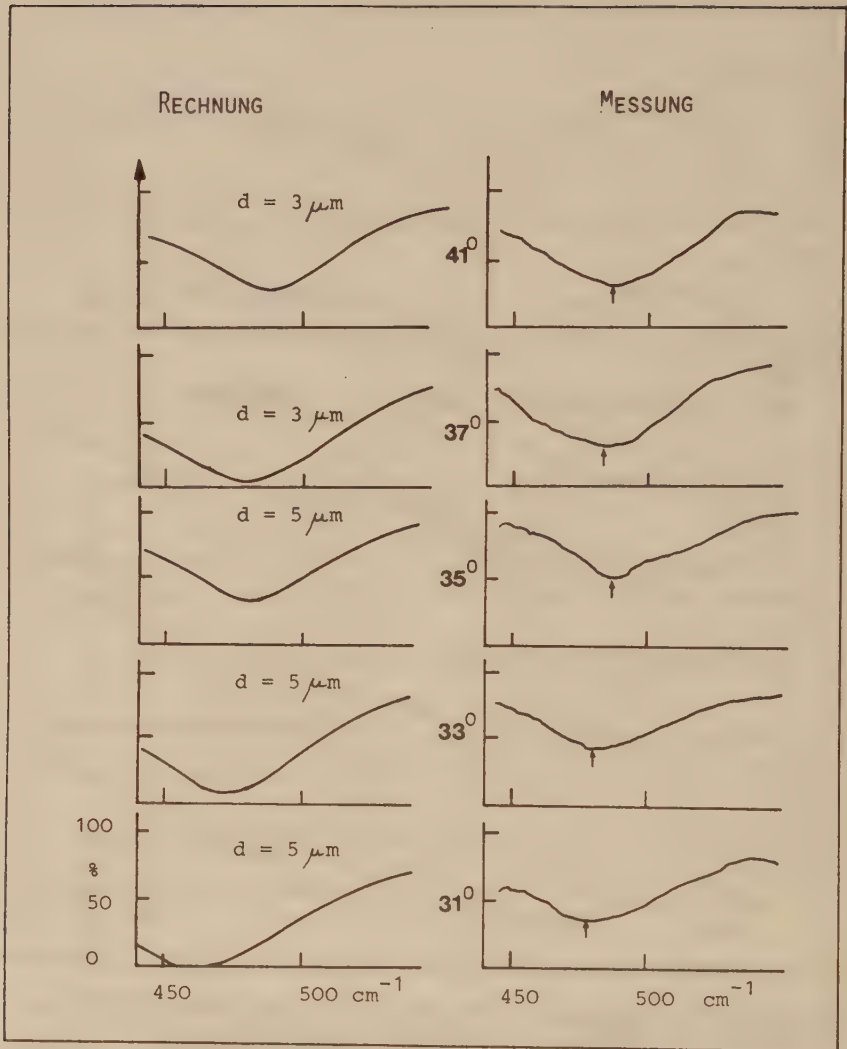
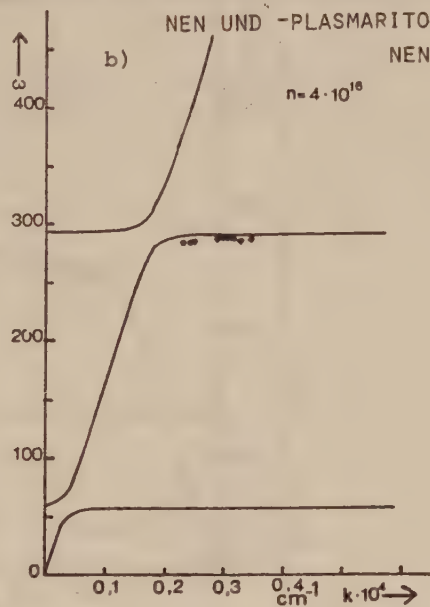
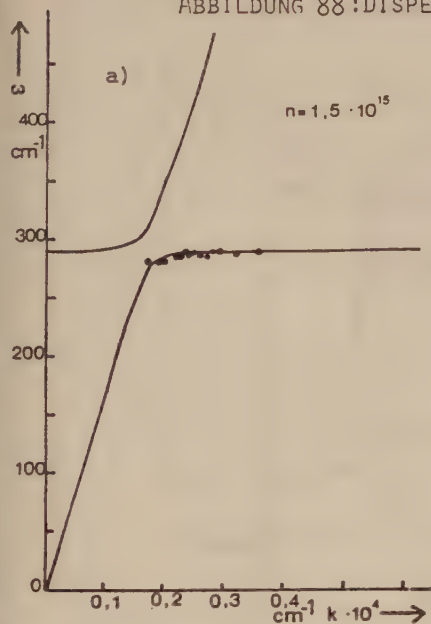


ABBILDUNG 87: SPEKTREN VON OBERFLÄCHENPLASMARITONEN, KRISTALL MIT $N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, Krs5 KRISTALL.

ABBILDUNG 88: DISPERSIONSKURVEN VON OBERFLÄCHENPOLARITONEN UND -PLASMAPLONEN



-- $M_{\text{EFF}} = M_0 \cdot 0,07$
 — $M_{\text{EFF}} = M_0 \cdot 0,075$

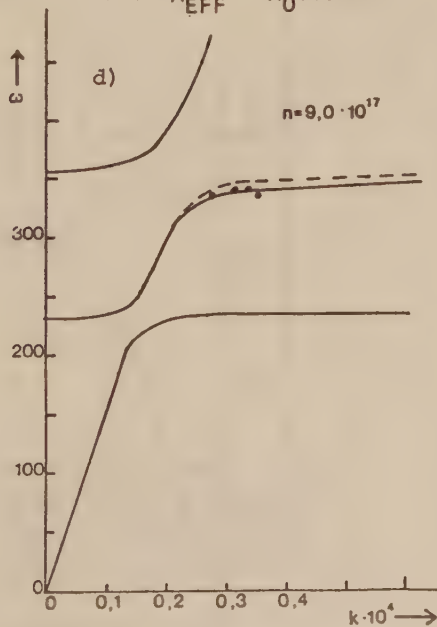
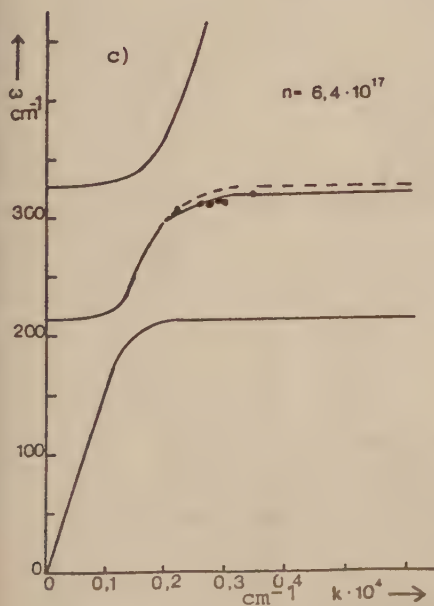
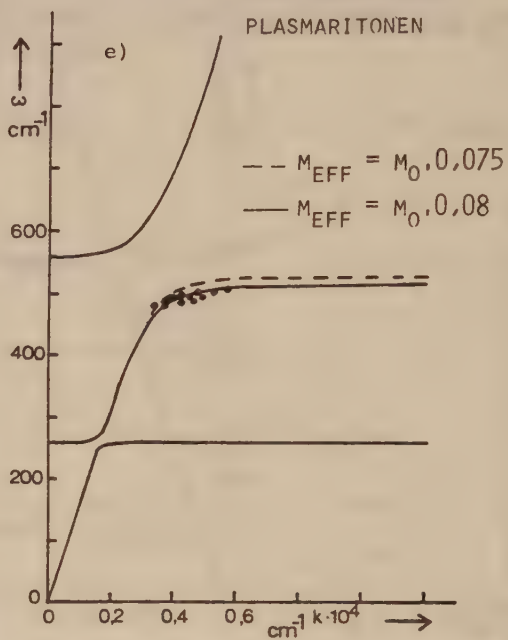
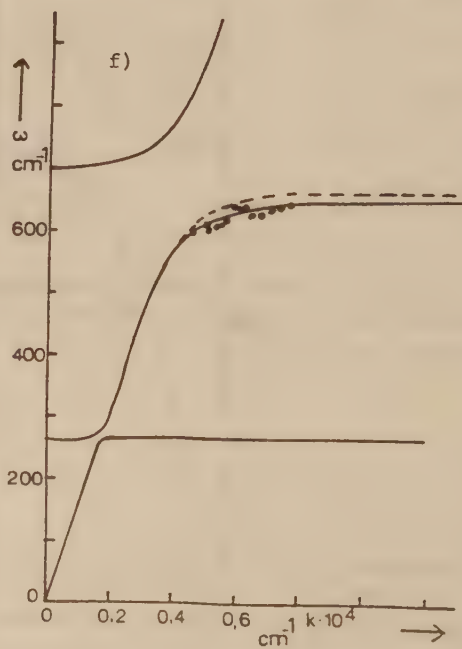


ABBILDUNG 88 : DISPERSIONSKURVEN
VON OBERFLÄCHEN-
PLASMARITONEN



$-- M_{\text{EFF}} = M_0 \cdot 0,08$
 $-- M_{\text{EFF}} = M_0 \cdot 0,085$



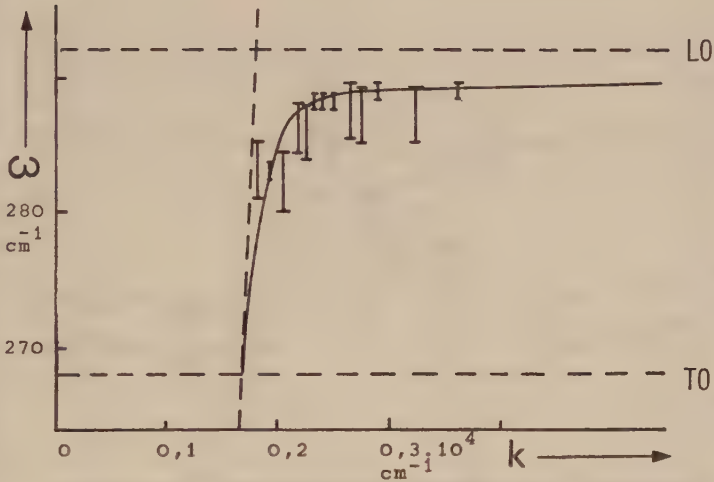


ABBILDUNG 89 : OBERFLÄCHENPHONONPOLARITON VON
KRISTALL MIT $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

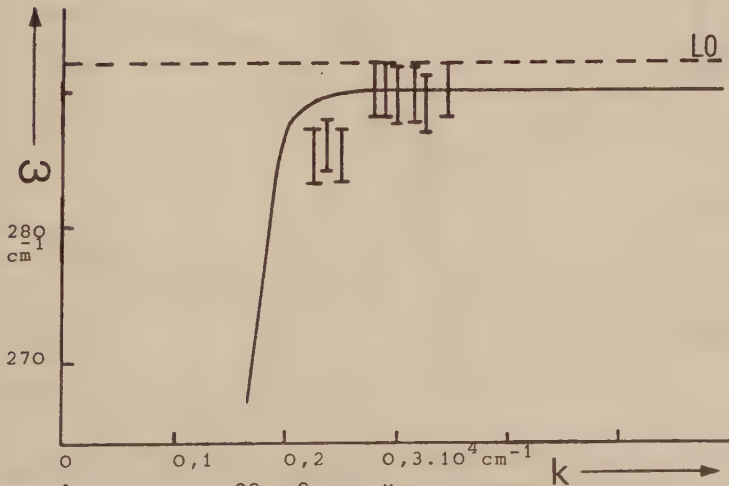


ABBILDUNG 90 : OBERFLÄCHENPHONONPOLARITON VON
KRISTALL MIT $N = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

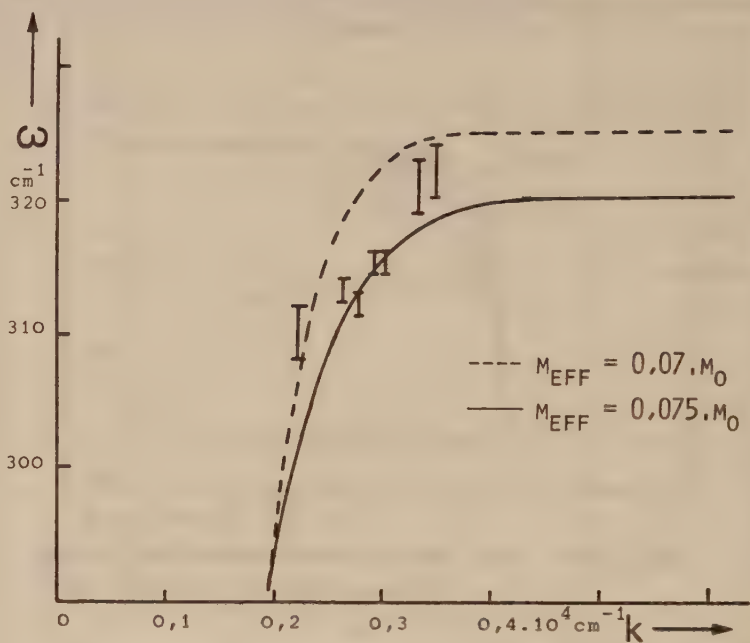


ABBILDUNG 91 : OBERFLÄCHENPLASMARITON VON KRISTALL MIT $N = 6.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, OBERER ZWEIG

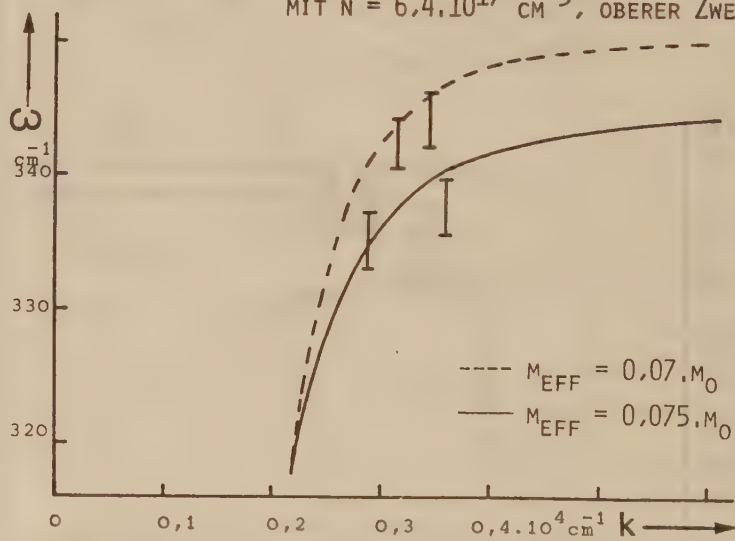


ABBILDUNG 92 : OBERFLÄCHENPLASMARITON VON KRISTALL MIT $N = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, OBERER ZWEIG.

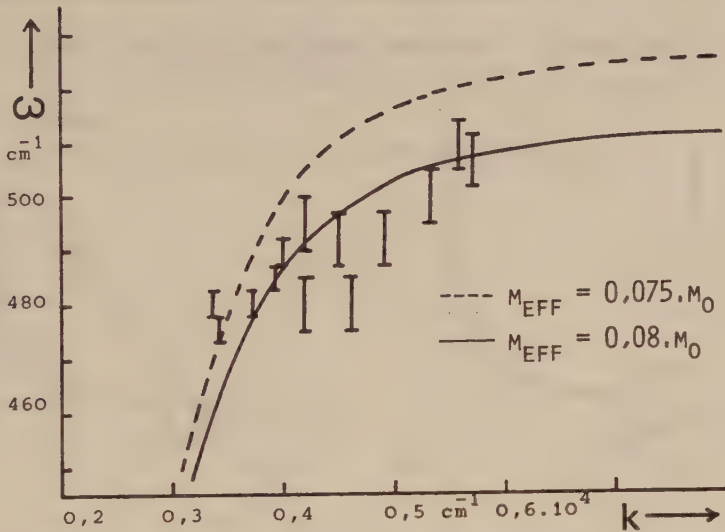


ABBILDUNG 93 : OBERFLÄCHENPLASMARITON VON KRISTALL MIT $N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, OBERER ZWEIG.

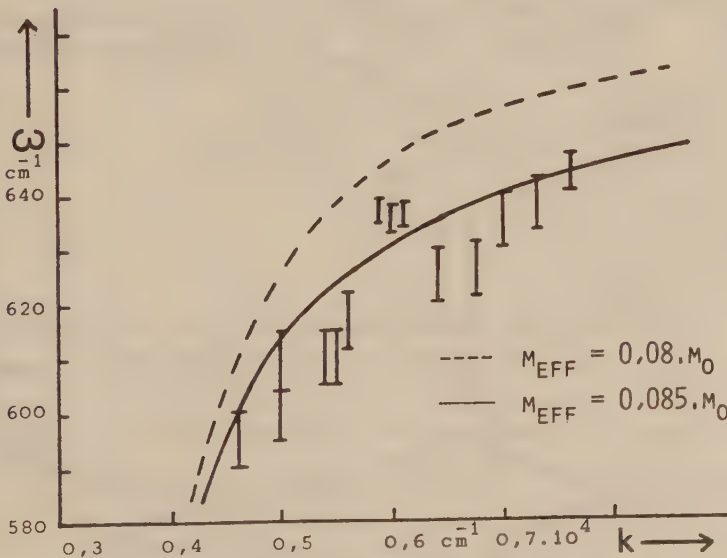


ABBILDUNG 94 : OBERFLÄCHENPLASMARITON VON KRISTALL MIT $N = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, OBERER ZWEIG.

ABBILDUNG 95: KOPPLUNGSKURVEN VON VOLUMENWELLEN
 $\omega_{\pm} = F(N)$ BZW. $F(N^{1/2} \cdot 10^8)$.

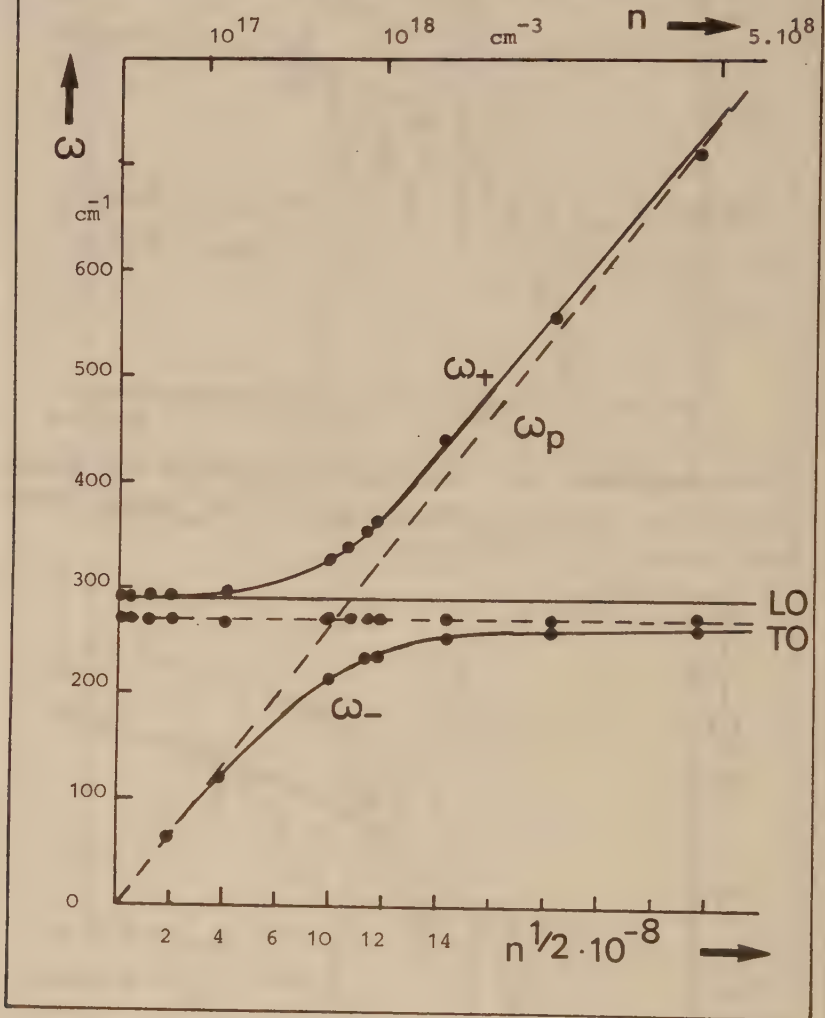
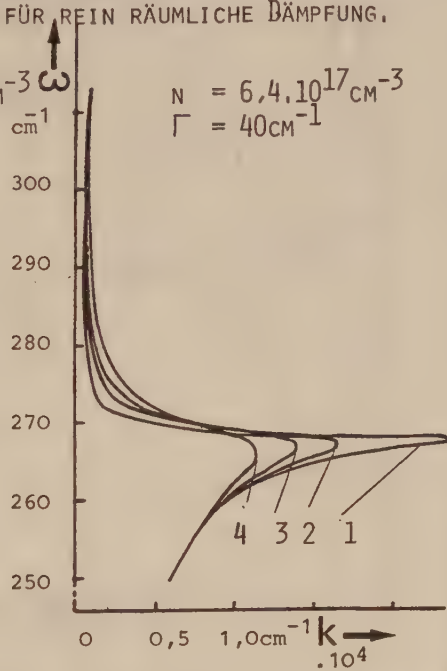
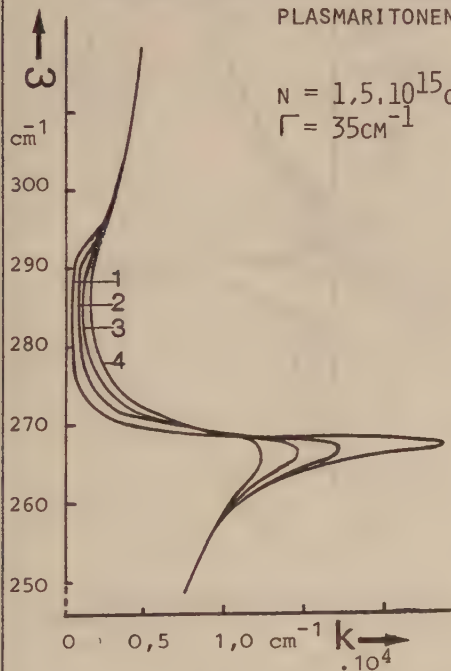


ABBILDUNG 96: DISPERSIONSKURVEN VON VOLUMENPOLARITONEN UND PLASMARITONEN FÜR REIN RÄUMLICHE DÄMPFUNG.



1) $\gamma = 2 \text{ cm}^{-1}$ 2) $\gamma = 4 \text{ cm}^{-1}$ 3) $\gamma = 5,5 \text{ cm}^{-1}$ 4) $\gamma = 8,4 \text{ cm}^{-1}$

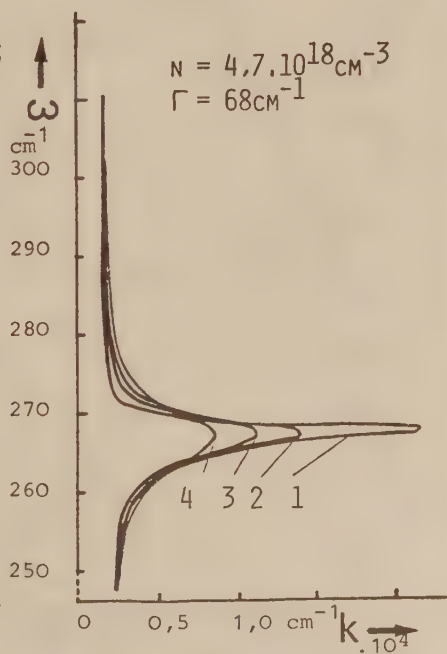
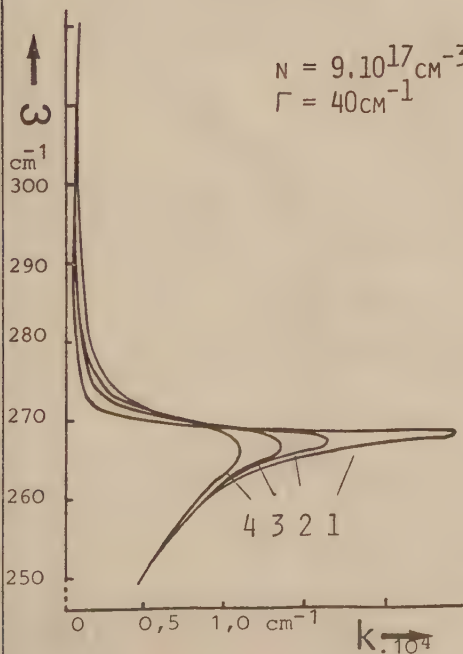
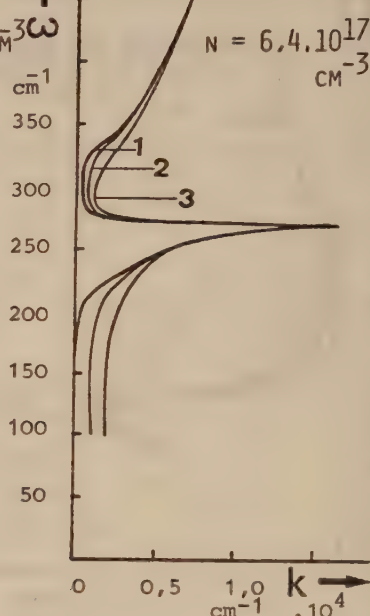
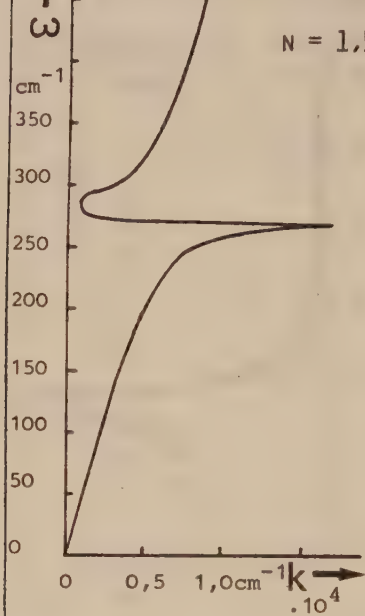


ABBILDUNG 97: DISPERSIONSKURVEN VON VOLUMENPOLARITONEN
 RÄUML. DÄMPFUNG
 $\gamma = 4 \text{ cm}^{-1}$



1) $\Gamma = 1 \text{ cm}^{-1}$ 2) $\Gamma = 10 \text{ cm}^{-1}$ 3) $\Gamma = 100 \text{ cm}^{-1}$

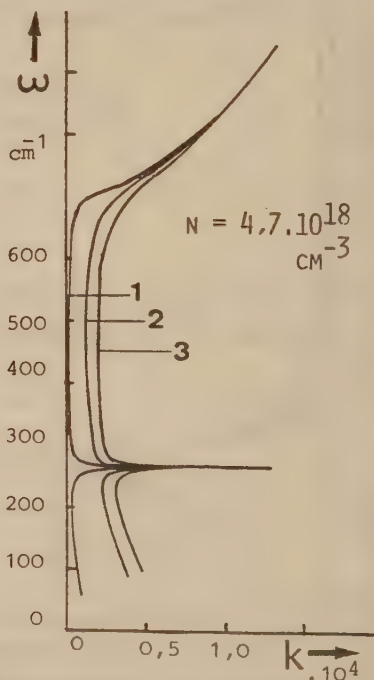
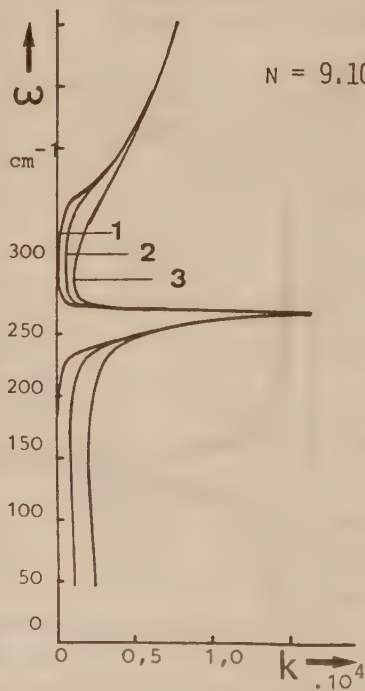
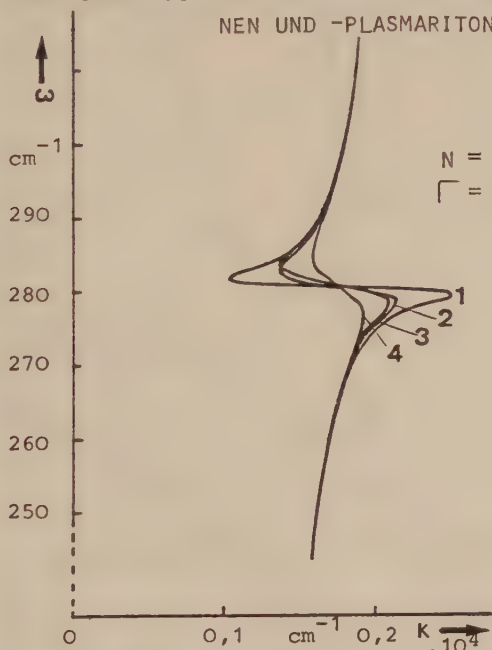
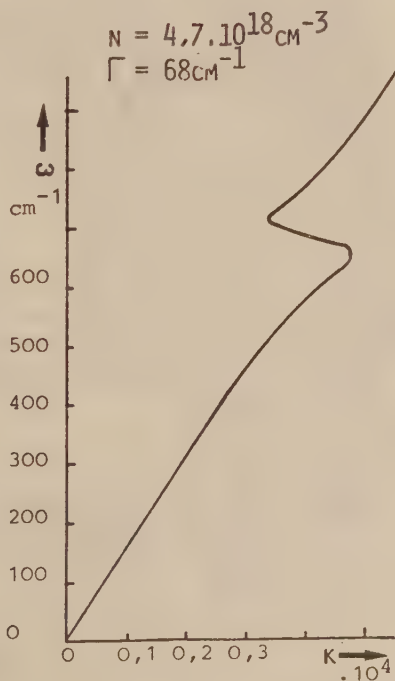
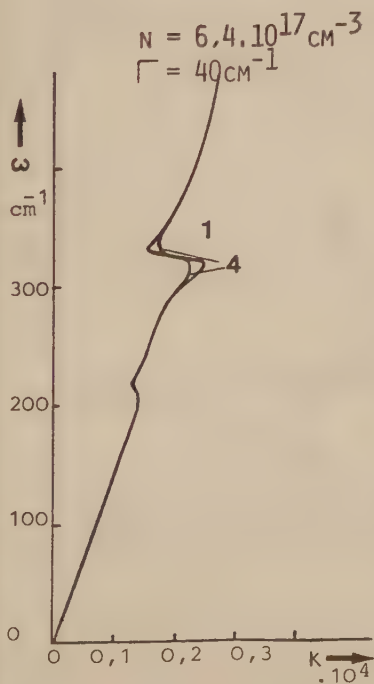
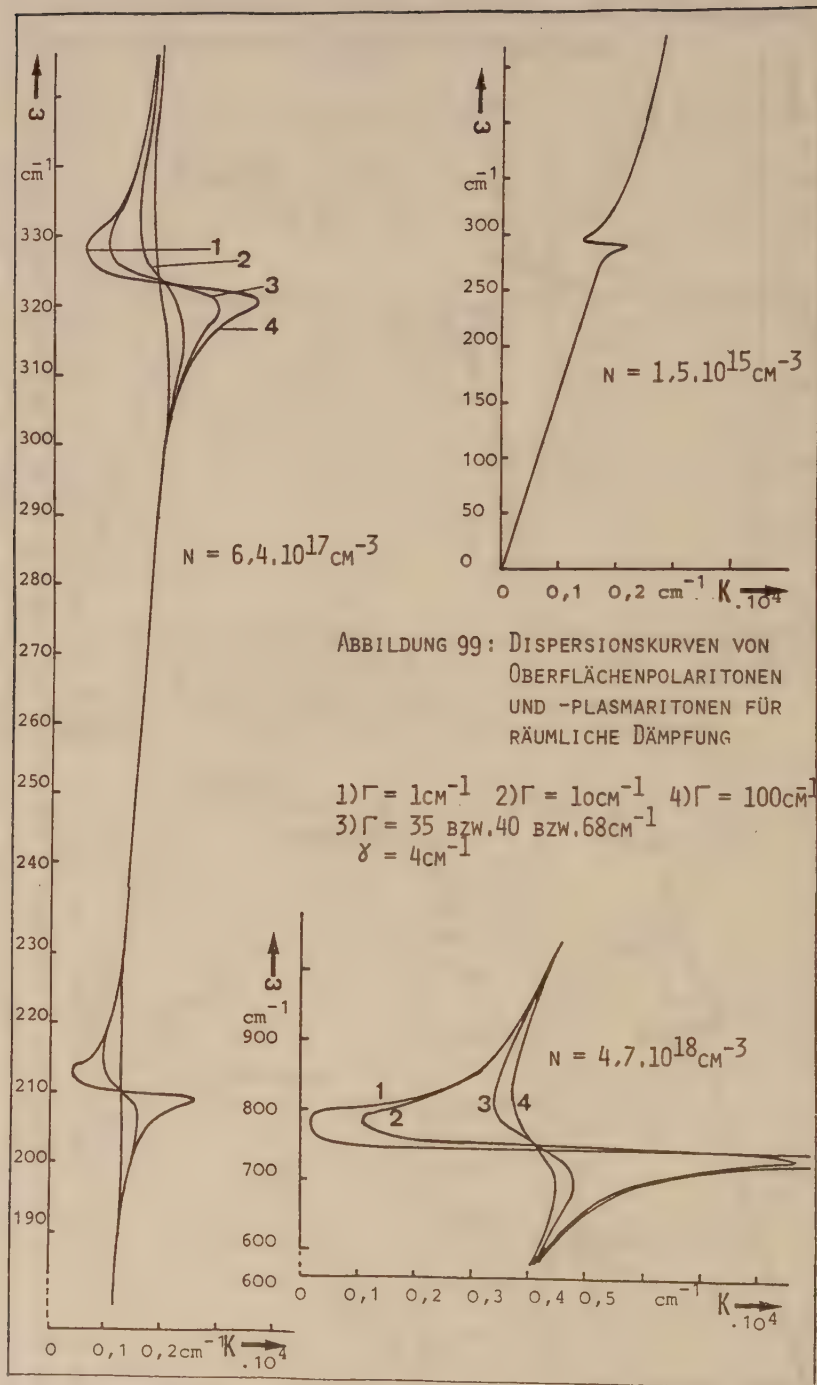


ABBILDUNG 98: DISPERSIONSKURVEN VON OBERFLÄCHENPOLARITONEN UND -PLASMARITONEN, RÄUMLICHE DÄMPFUNG



- 1) $\gamma = 2 \text{ cm}^{-1}$ 2) $\gamma = 4 \text{ cm}^{-1}$ 3) $\gamma = 5,5 \text{ cm}^{-1}$ 4) $\gamma = 8,4 \text{ cm}^{-1}$





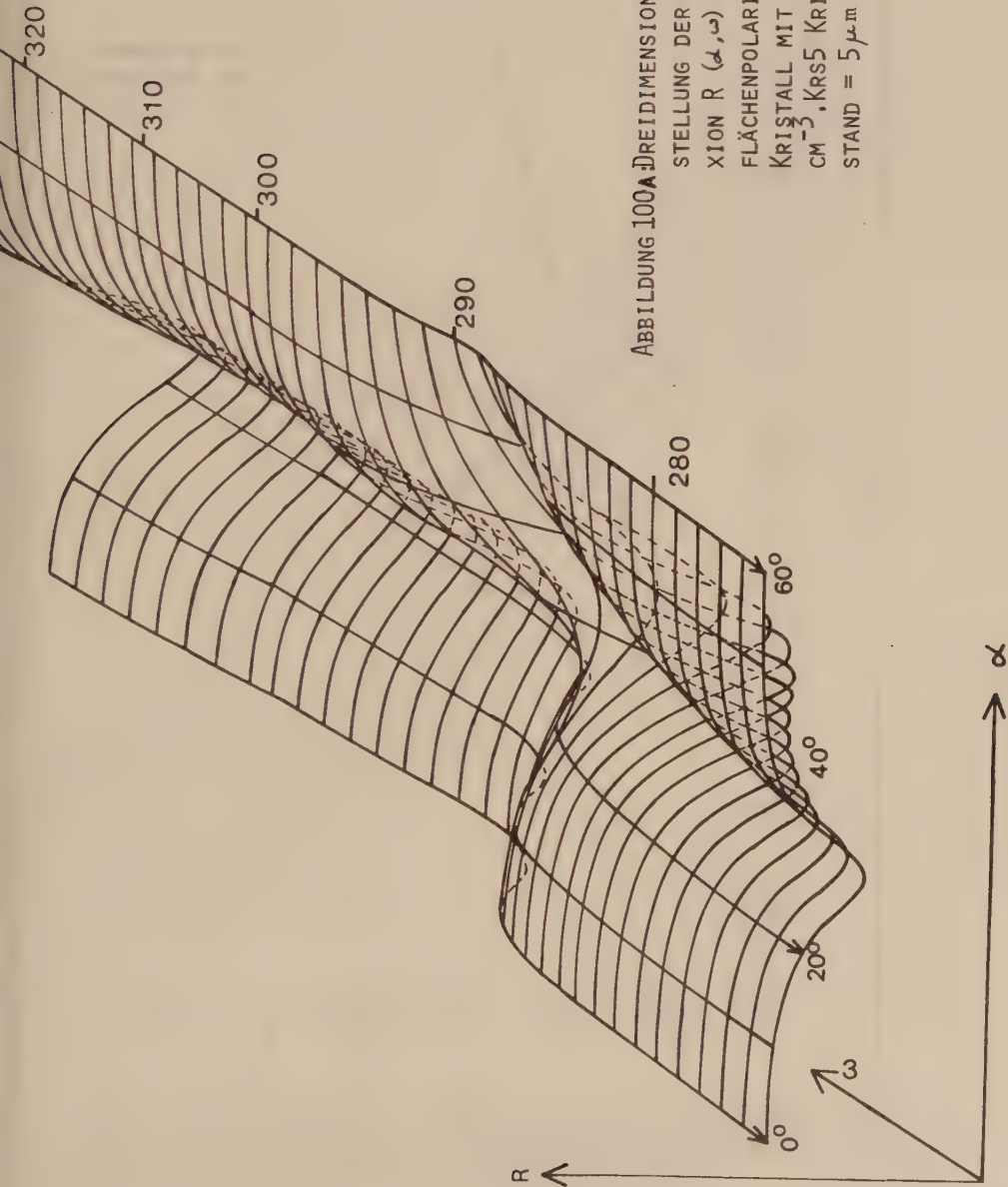


ABBILDUNG 100A: DREIDIMENSIONALE DAR-
STELLUNG DER TH-REFLE-
XION $R(\alpha, \omega)$ DER OBER-
FLÄCHENPOLARITONEN FÜR
KRISTALL MIT $n = 1.5, 10^{15}$
 cm^{-3} , Krs5 KRISTALL, AB-
STAND $= 5 \mu\text{m}$

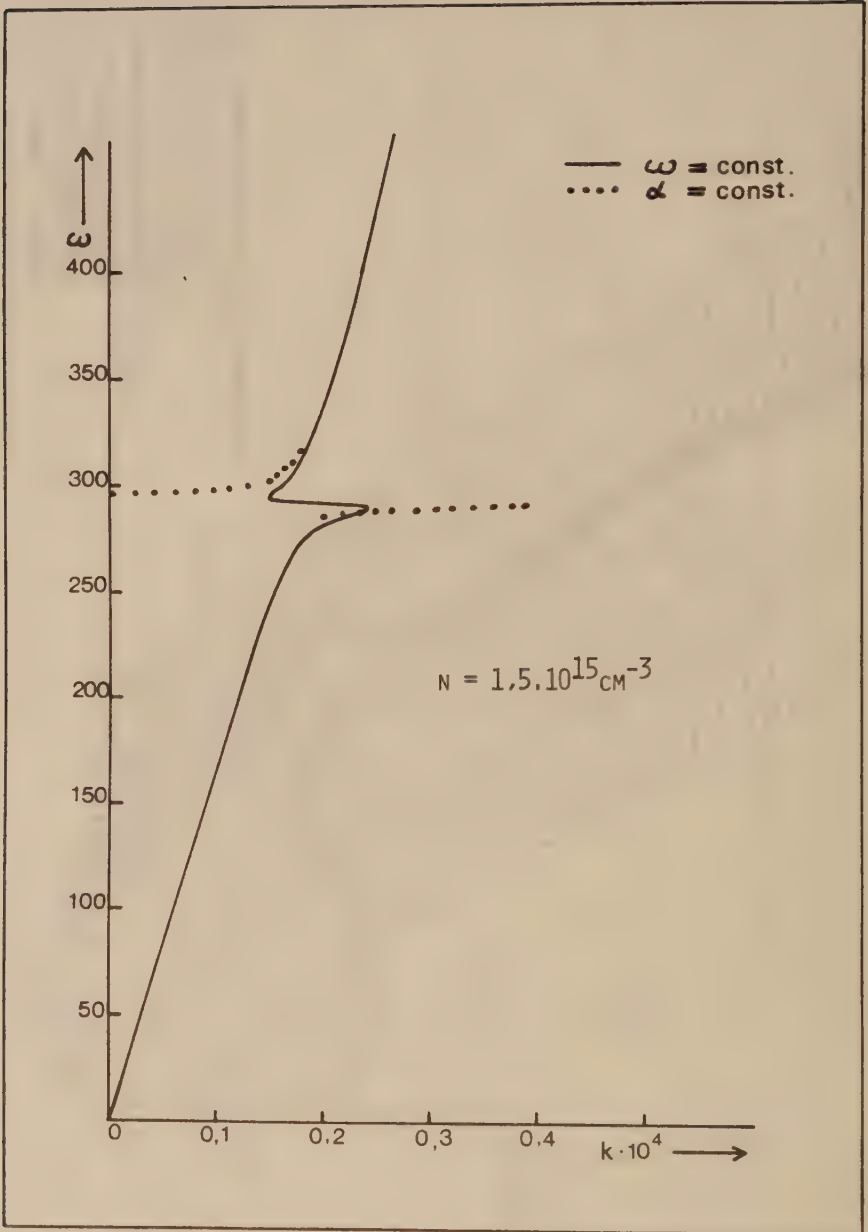


ABBILDUNG 100B DISPERSIONSKURVEN FÜR RÄUMLICHE UND ZEITLICHE
DÄMPFUNG, AUSWERTUNG DER ABB. 100A.

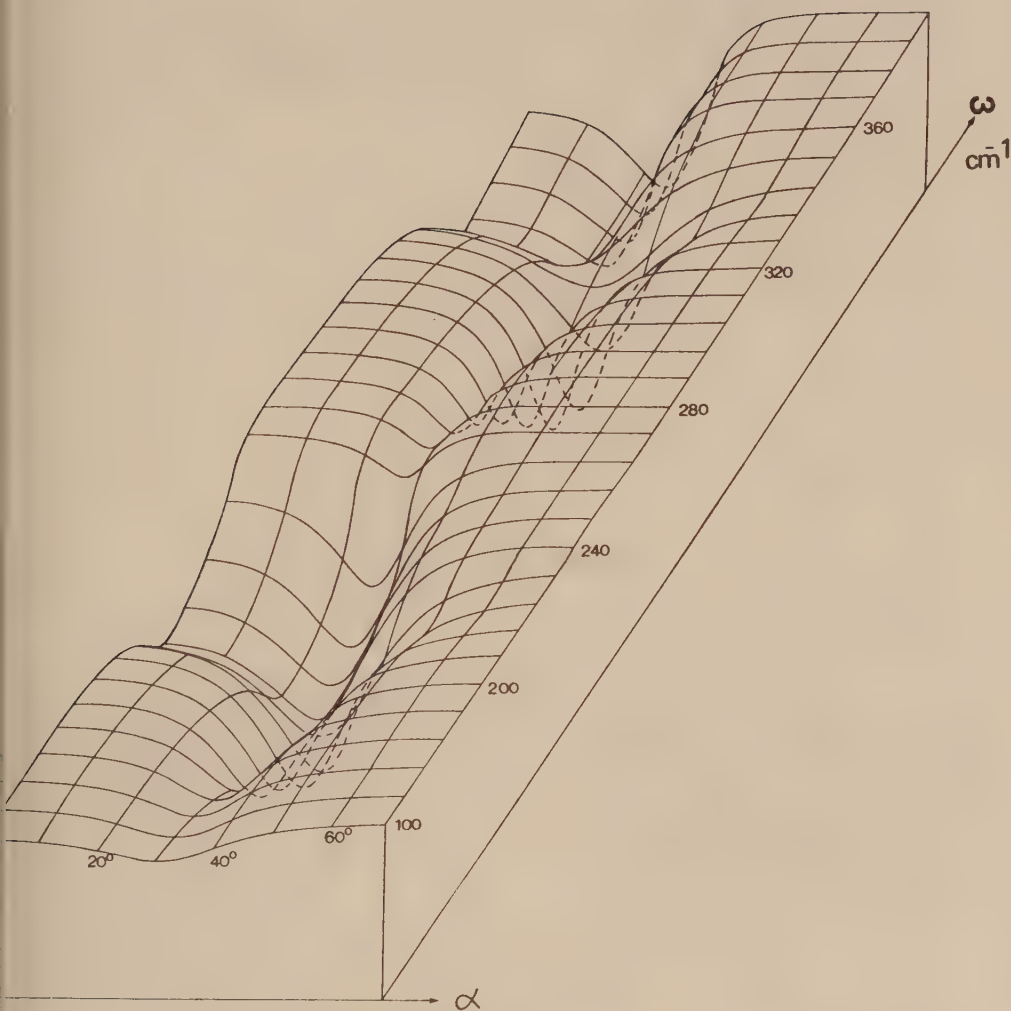
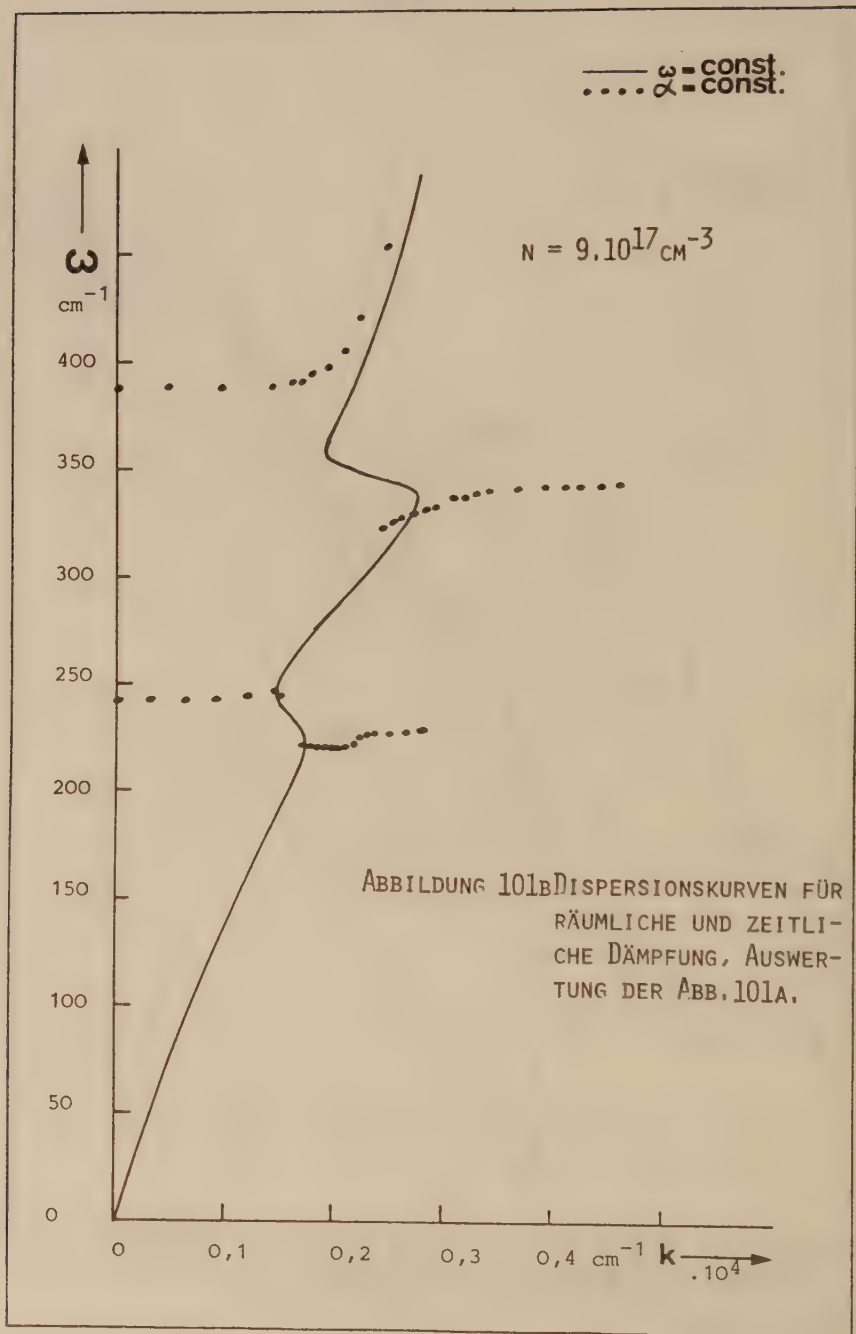


ABBILDUNG 101A :DREIDIMENSIONALE DARSTELLUNG DER TH-REFLEXION $R(\alpha, \omega)$ DER OBERFLÄCHENPOLARITONEN FÜR KRISTALL MIT $n = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, KRS5-ATR-KRISTALL, ABSTAND = $5 \mu\text{m}$.



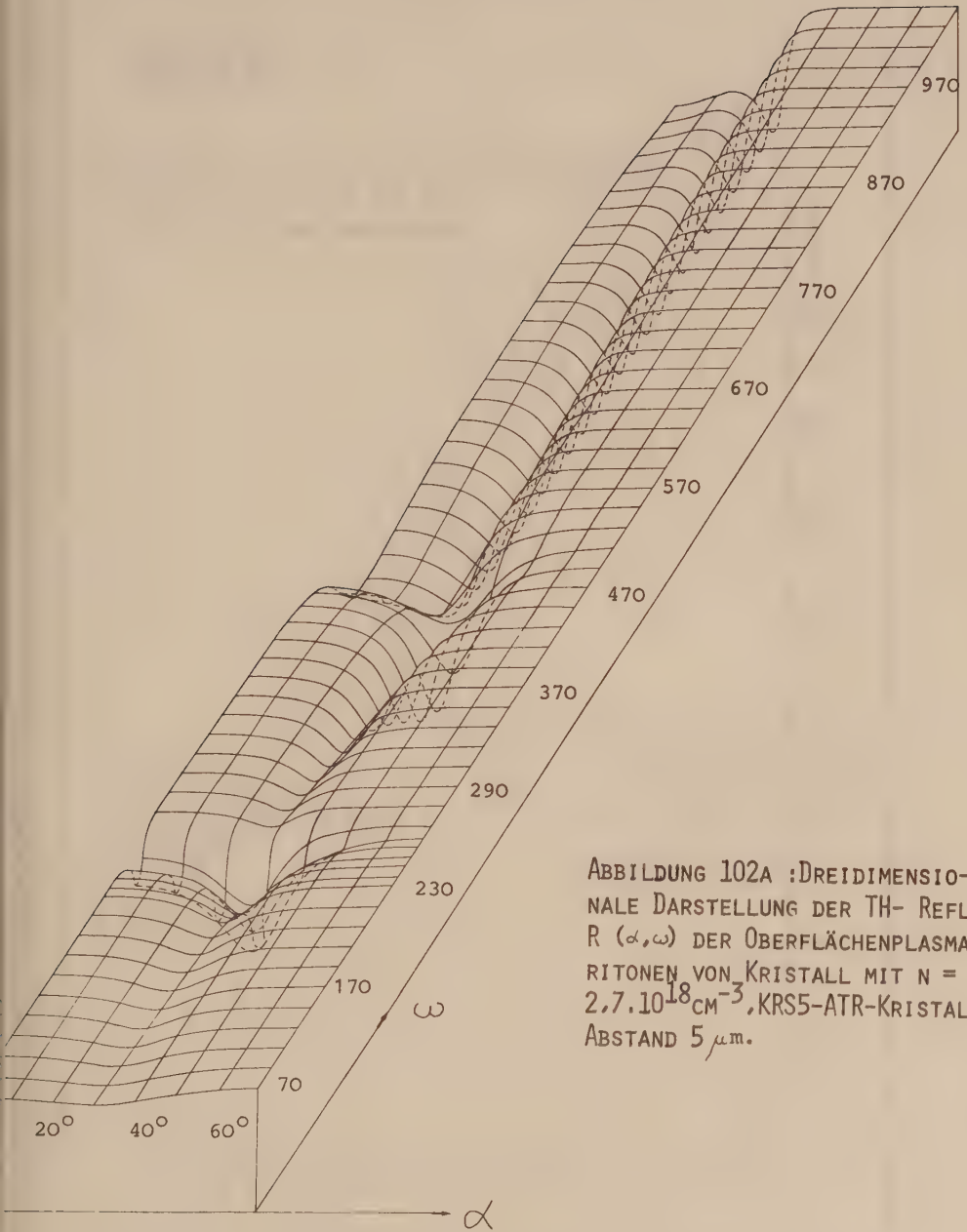
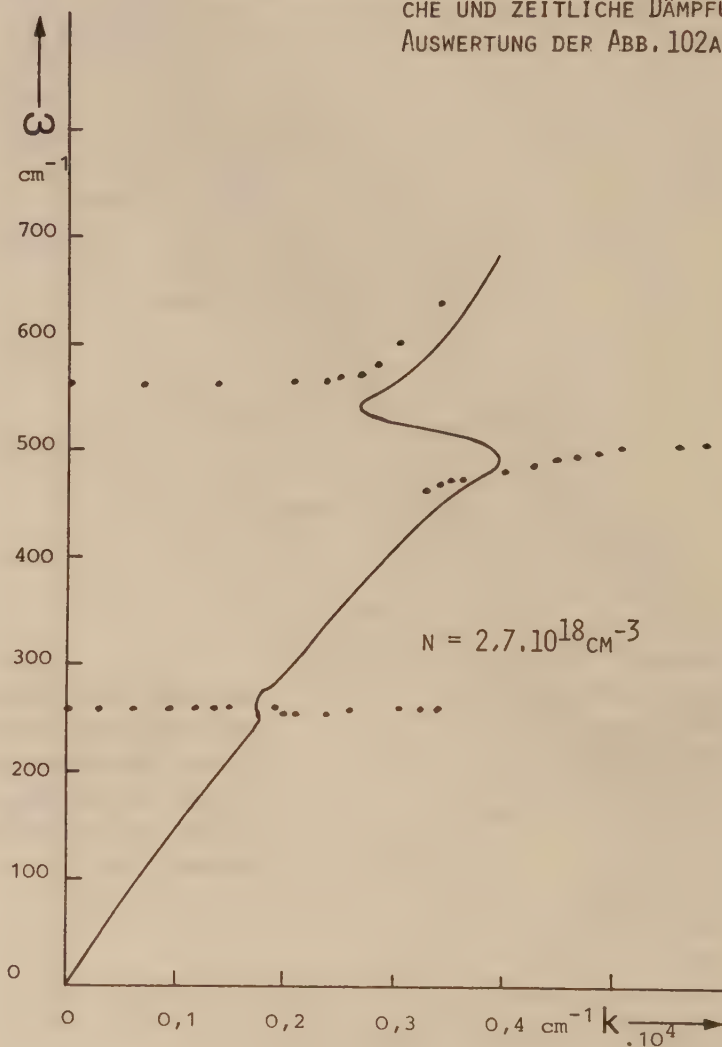


ABBILDUNG 102A :DREIDIMENSIONALE DARSTELLUNG DER TH- REFL. $R(\alpha, \omega)$ DER OBERFLÄCHENPLASMA-RITONEN VON KRISTALL MIT $n = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, KRS5-ATR-KRISTALL ABSTAND $5 \mu\text{m}$.

— $\omega = \text{const.}$
 $\alpha = \text{const.}$

ABBILDUNG 102B: DISPERSIONSKURVEN FÜR RÄUMLICHE UND ZEITLICHE DÄMPFUNG, AUSWERTUNG DER ABB. 102A.



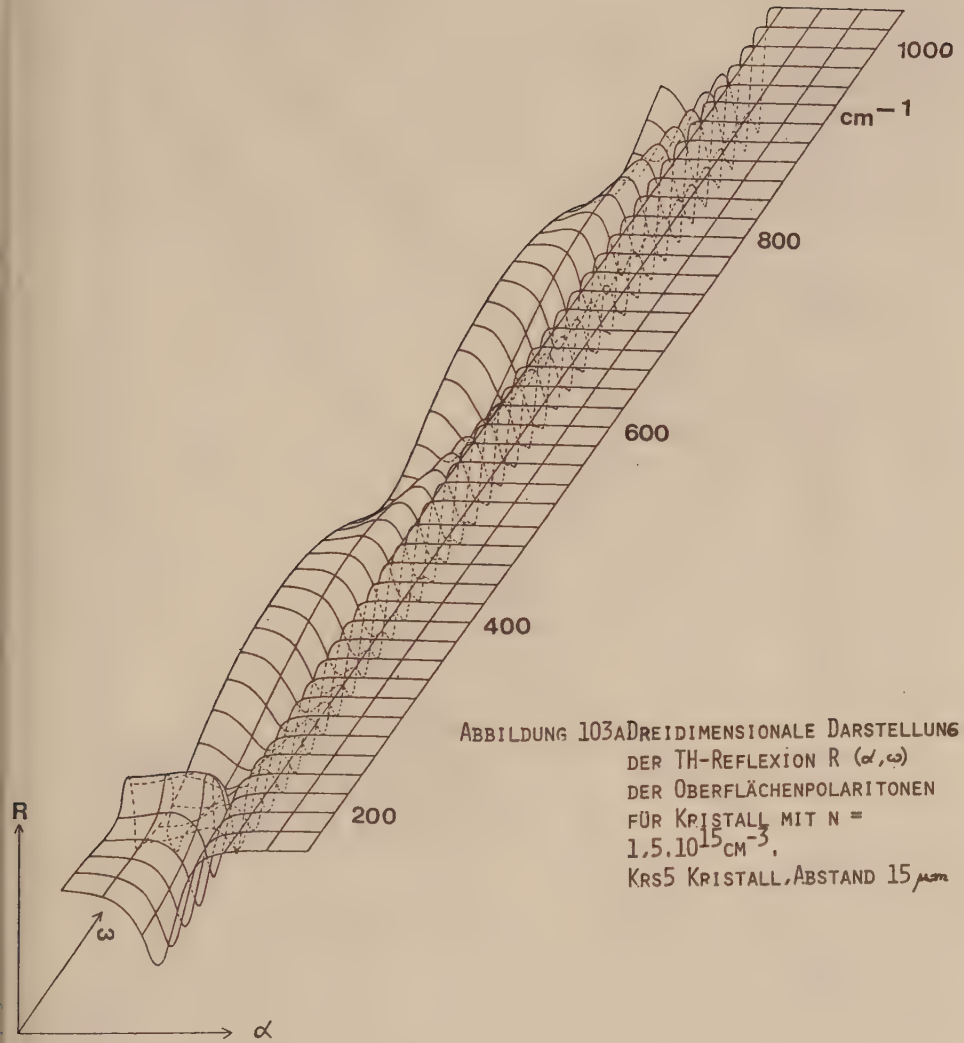
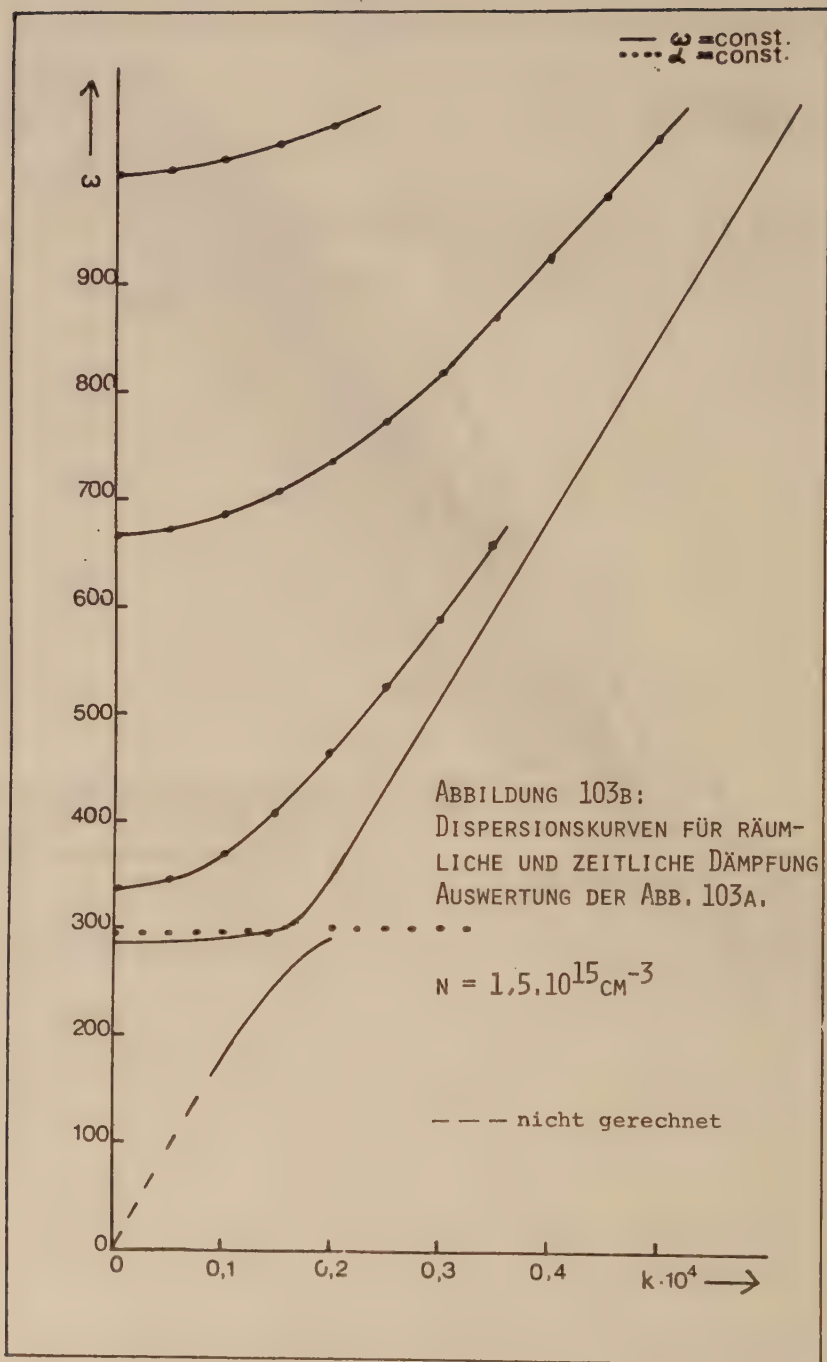


ABBILDUNG 103A DREIDIMENSIONALE DARSTELLUNG
DER TH-REFLEXION $R(\alpha, \omega)$
DER OBERFLÄCHENPOLARITONEN
FÜR KRISTALL MIT $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$,
KRS5 KRISTALL, ABSTAND $15 \mu\text{m}$



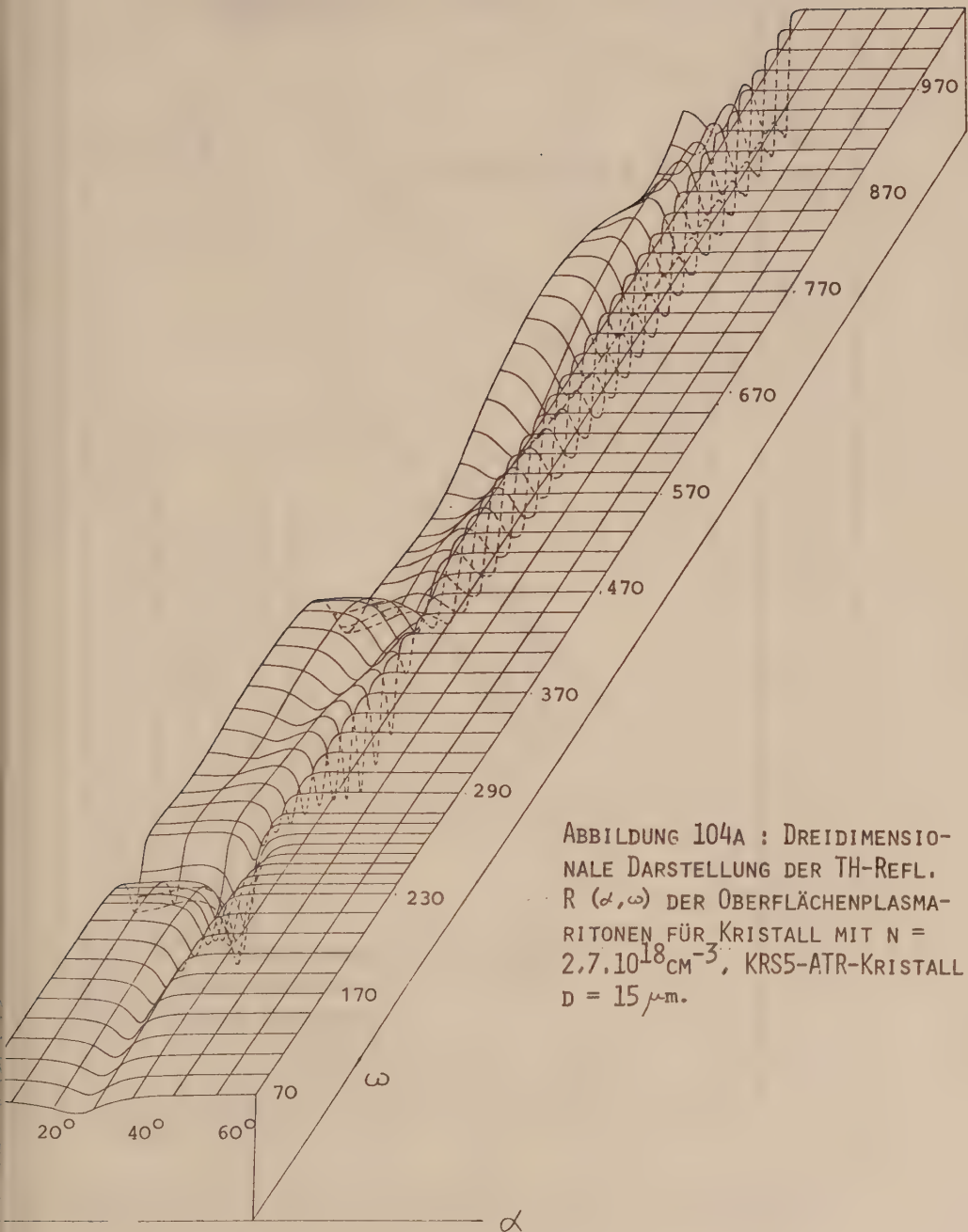


ABBILDUNG 104A : DREIDIMENSIONALE DARSTELLUNG DER TH-REFL. $R(\alpha, \omega)$ DER OBERFLÄCHENPLASMA-RITONEN FÜR KRISTALL MIT $N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, KRS5-ATR-KRISTALL $D = 15 \mu\text{m}$.

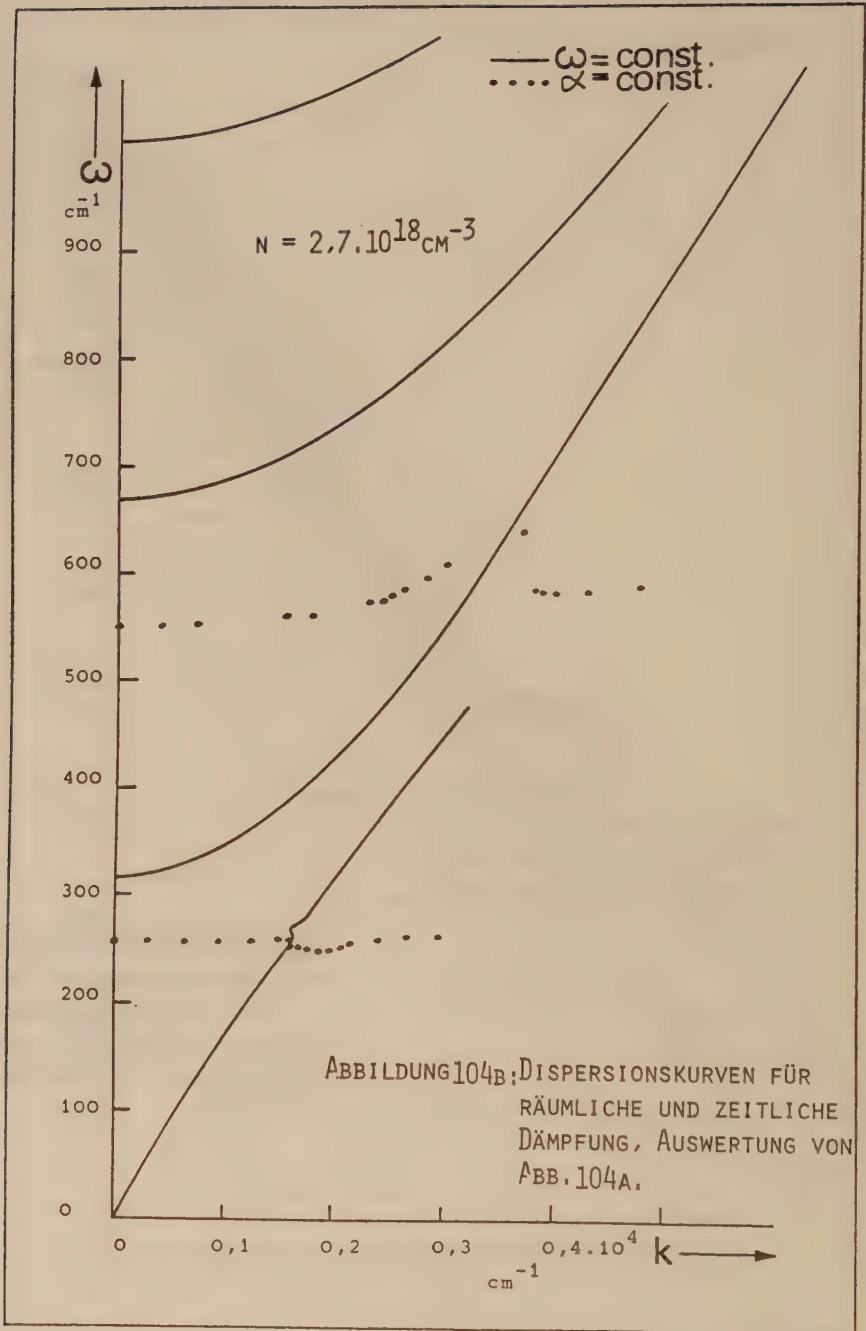


ABBILDUNG 105 A GERECHNETE REFLEXIONS-
SPEKTREN (EINFALLSWINKEL 0°) FÜR
KRISTALL MIT $N = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
VOIGTKONFIGURATION, TH-POLARISATION,
UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDTÄRKEN.

— $B = 0$
- - $B = 5 \text{ T}$
- - - $B = 10 \text{ T}$
- - - $B = 15 \text{ T}$

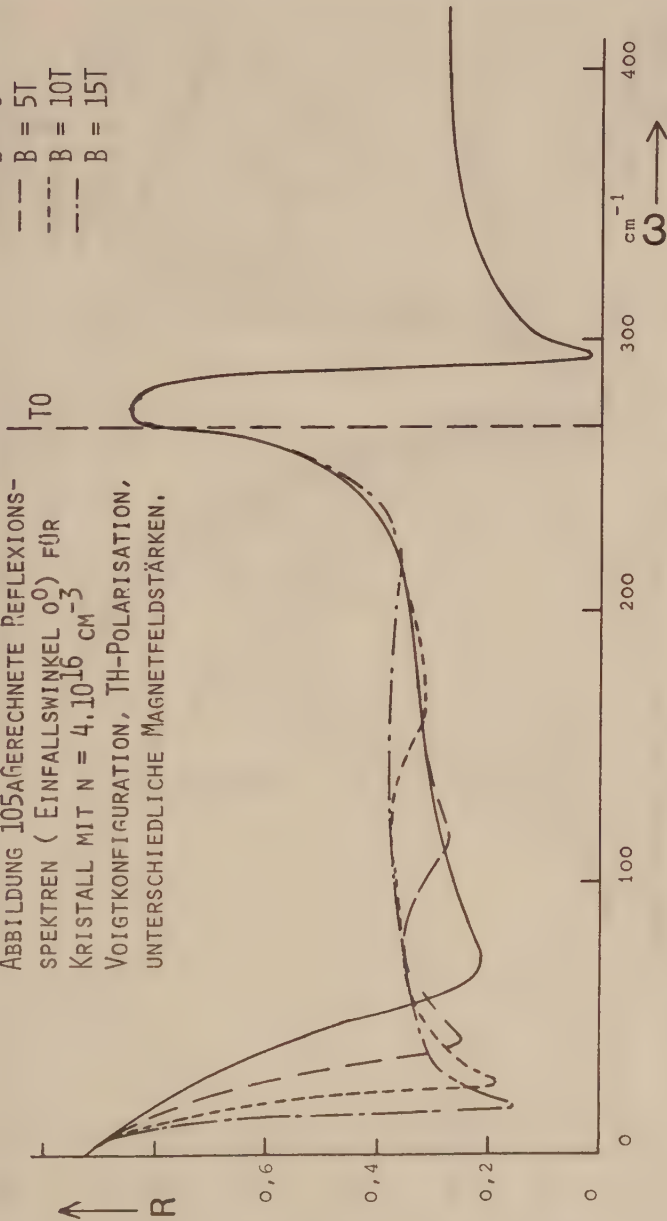


ABBILDUNG 105B. GERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KPISTALL MIT
 $N = 6, 4, 10, 17 \text{ cm}^{-1}$, VOIGTKONFIGURATION
 TH-POLARISATION, EINFALLSWINKEL 0° .

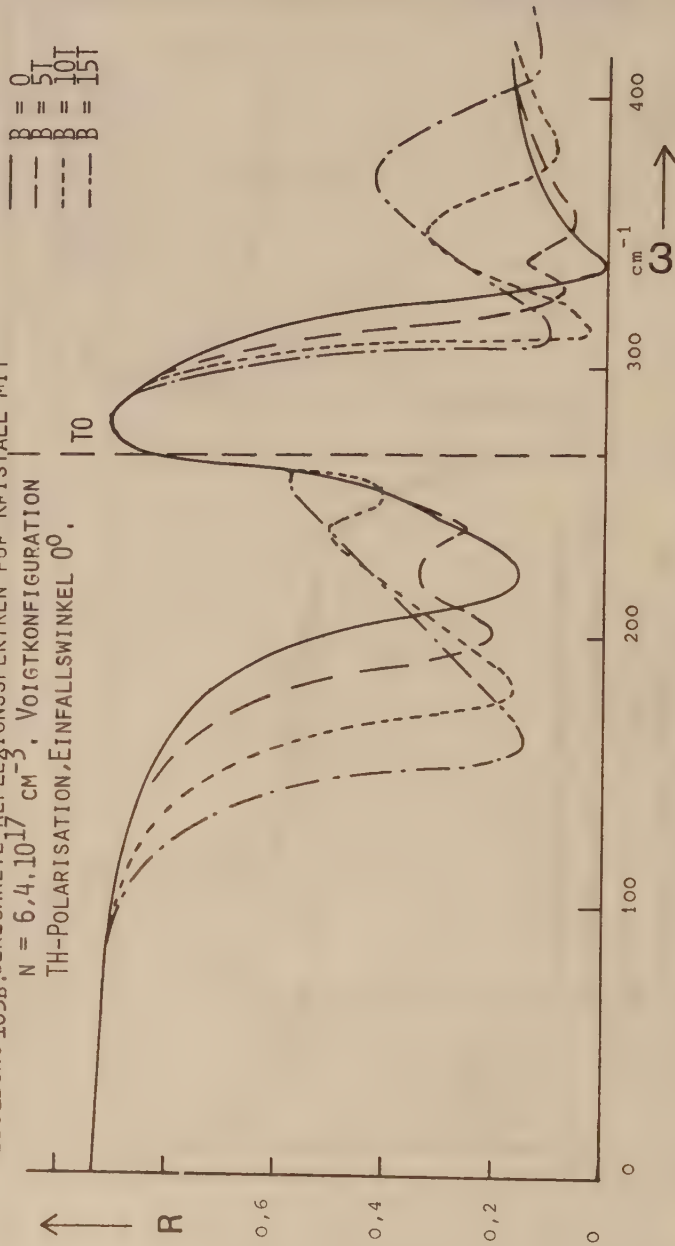


ABBILDUNG 105 GERECHNETE REFLEXIONSPEKTREN FÜR KRISTALL
MIT $N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, EINFALLSWINKEL 0° ,
VOIGTKONFIGURATION
TH- POLARISATION,

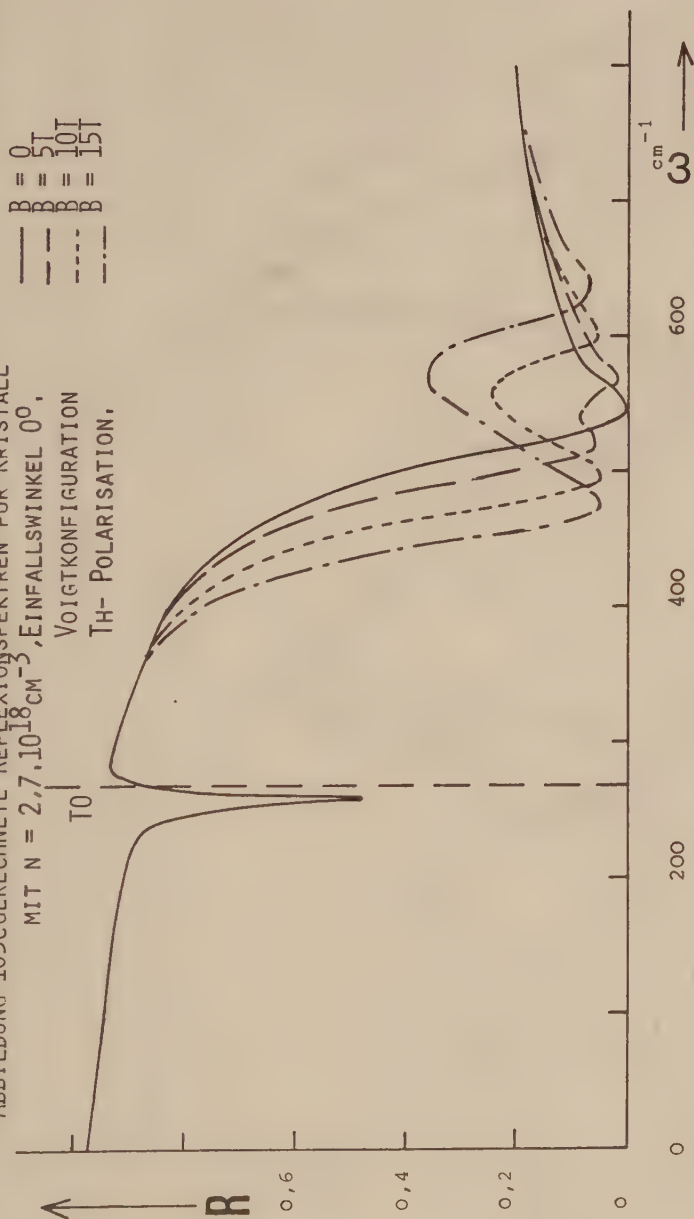


ABBILDUNG 106: GERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN (EINFALLSWINKEL 0°)
FÜR KRISTALL MIT $N = 6,4,10^{17} \text{ cm}^{-3}$, VOIGTKONFIGURATION, TH-POLARISATION.

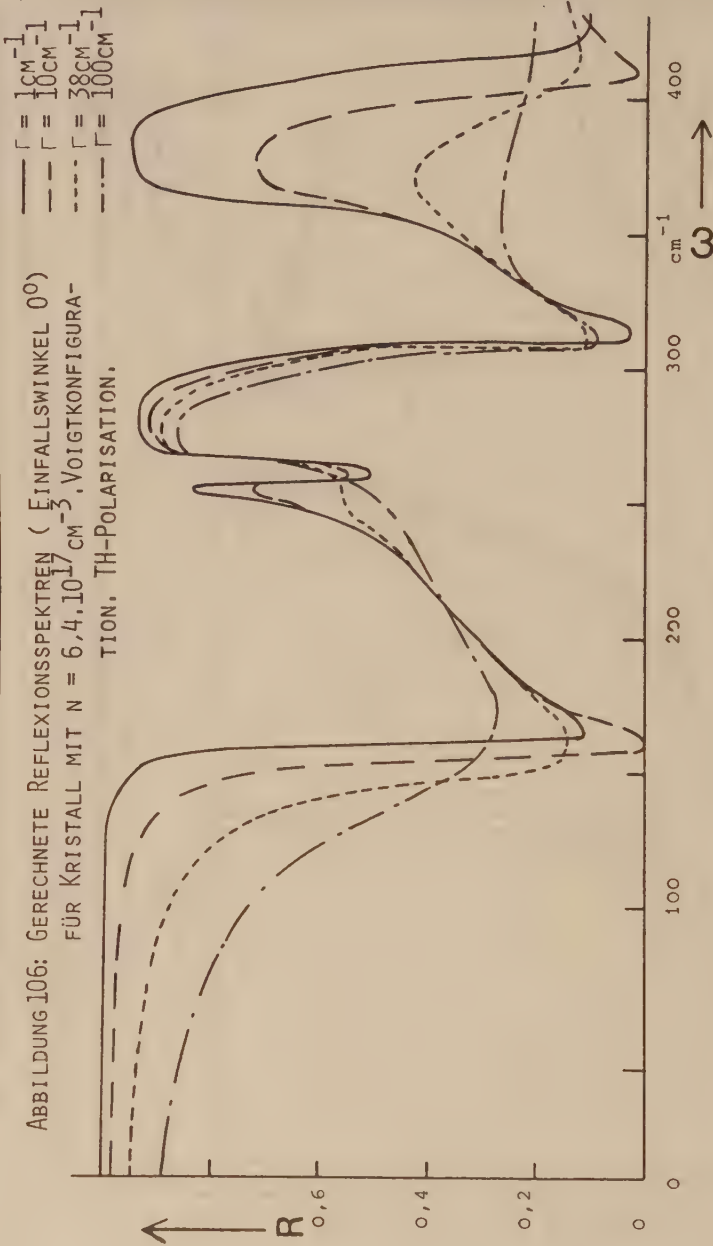


ABBILDUNG 107. GEMESSENE REFLEXIONS-
SPEKTREN FÜR KRISTALL MIT $N = 4,7 \cdot 10^{18}$
 cm^{-3} .
VOIGTKONFIGURATION, TH-POLARISATION,
UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDSTÄRKEN.

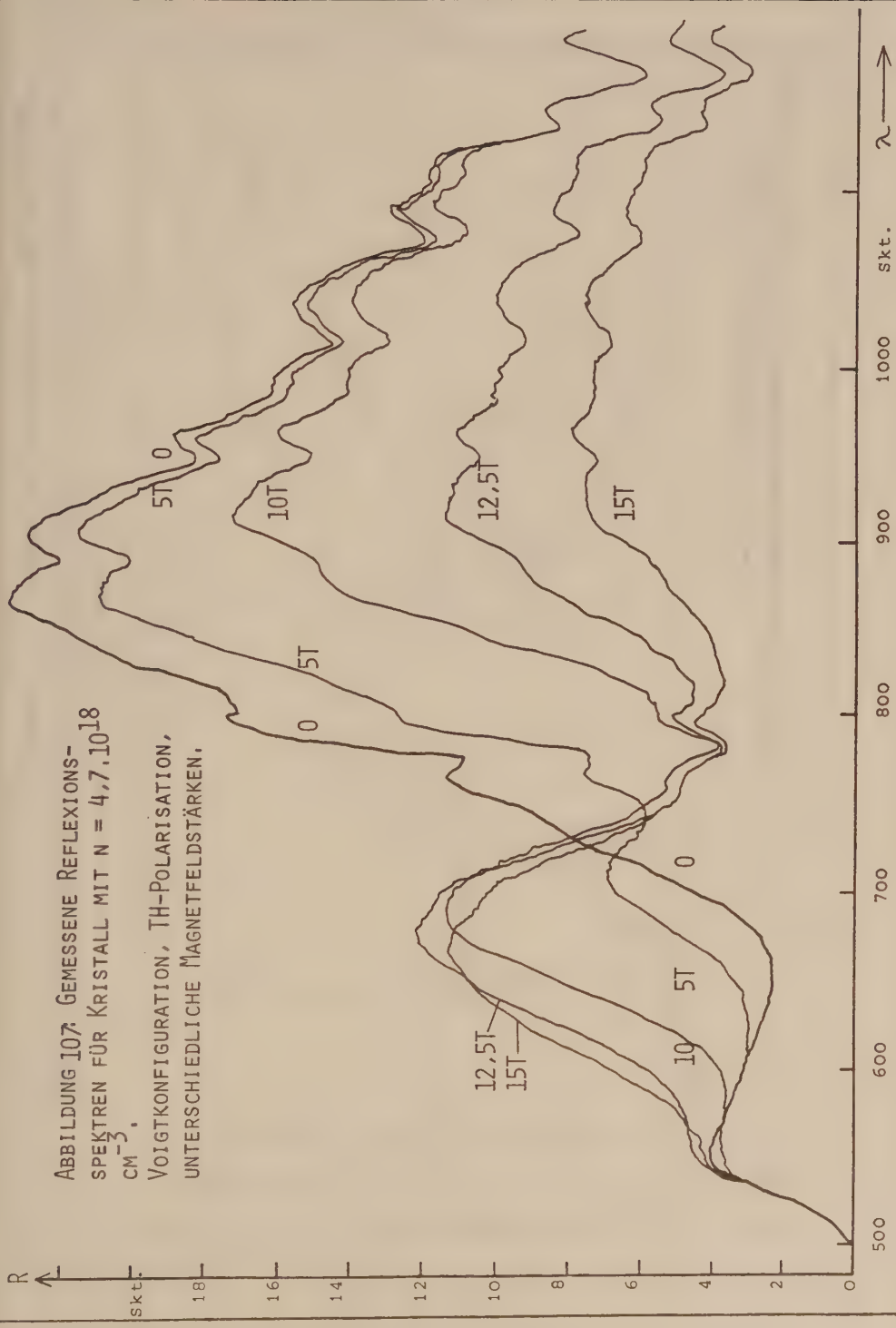


ABBILDUNG 108: GEMESSENES SPIEGELSPÉKTRUM, TH-POLARISATION
 $B = 0$, ZWEI UNTERSCHIEDLICHE FILTER.

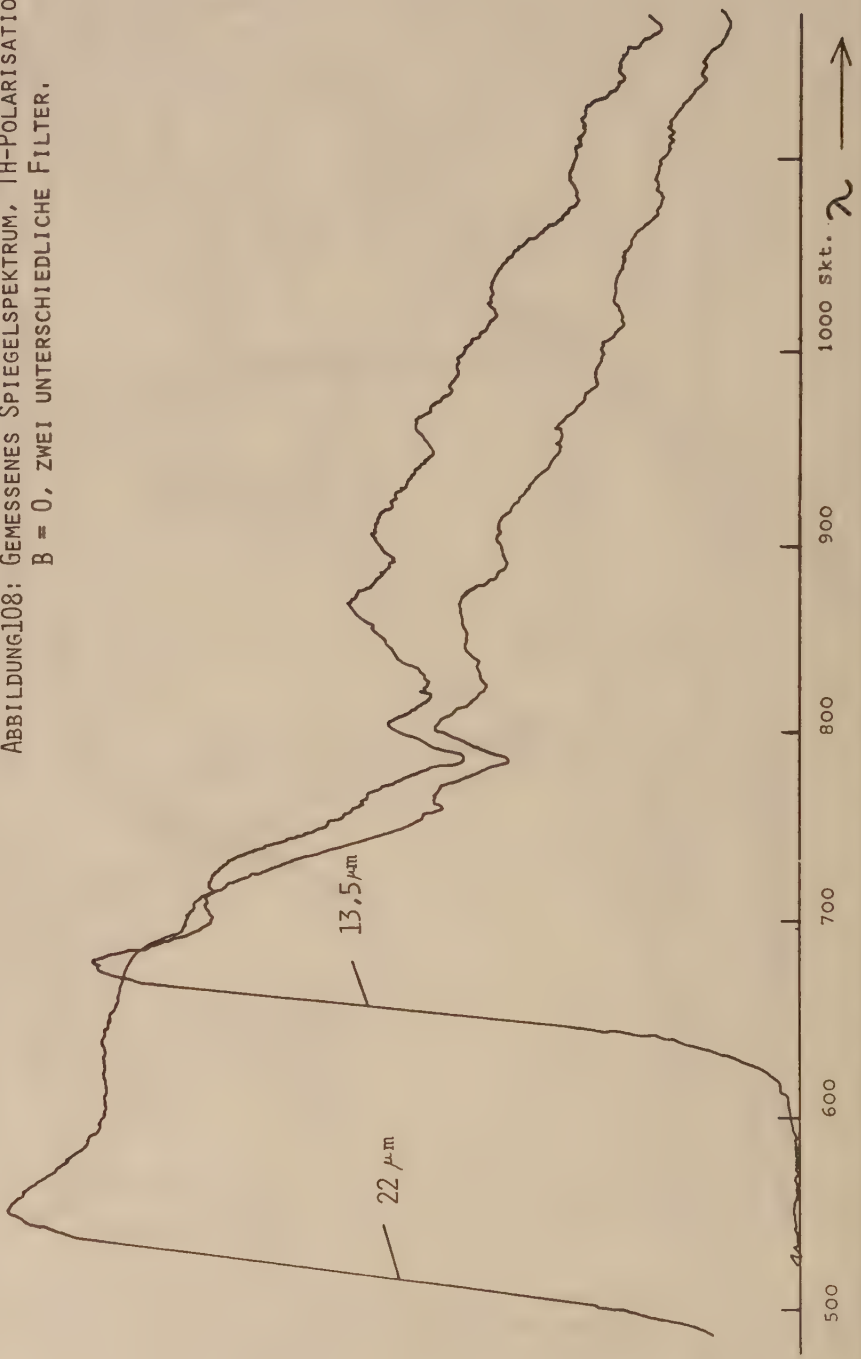


ABBILDUNG 109A: GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALL MIT $N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,
EINFALLSWINKEL 0° , VOIGTKONFIGURATION, TH-POLARISATION,
UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDSTÄRKEN, BEZOGEN AUF REFERENZSPEKTRUM
ABB. 108 (SH, AUCH ABBILDUNG 109B).

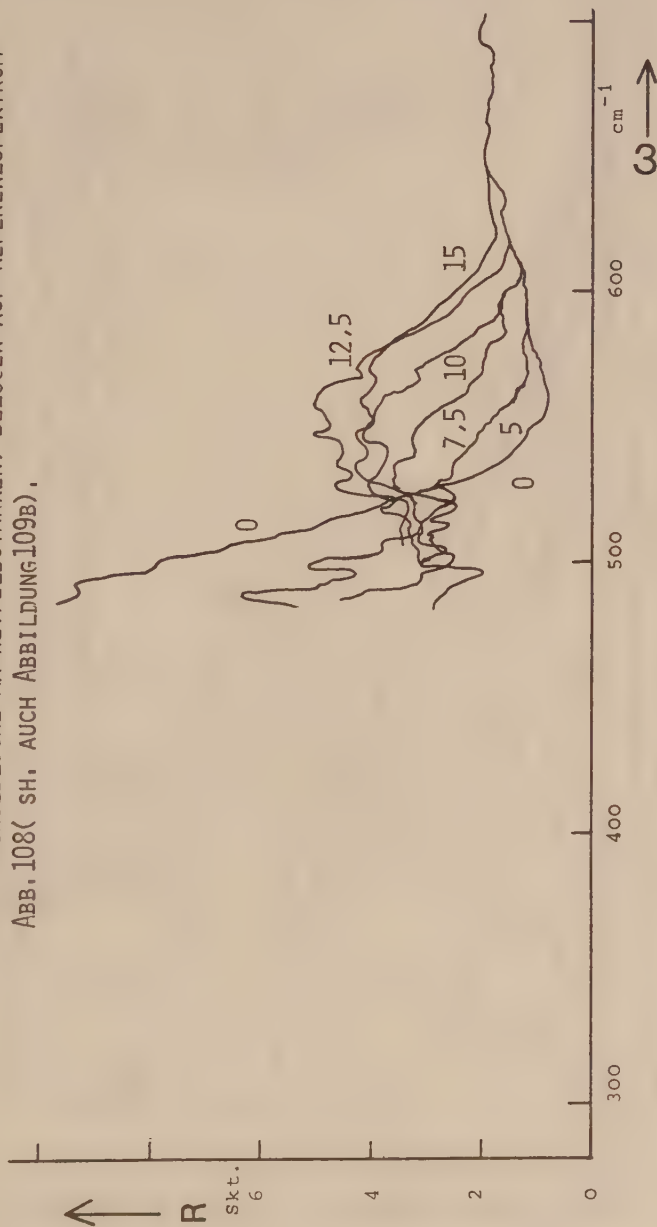


ABBILDUNG 109B, WIE ABB 109A, SPEKTREN GETRENNT DARGESTELLT.

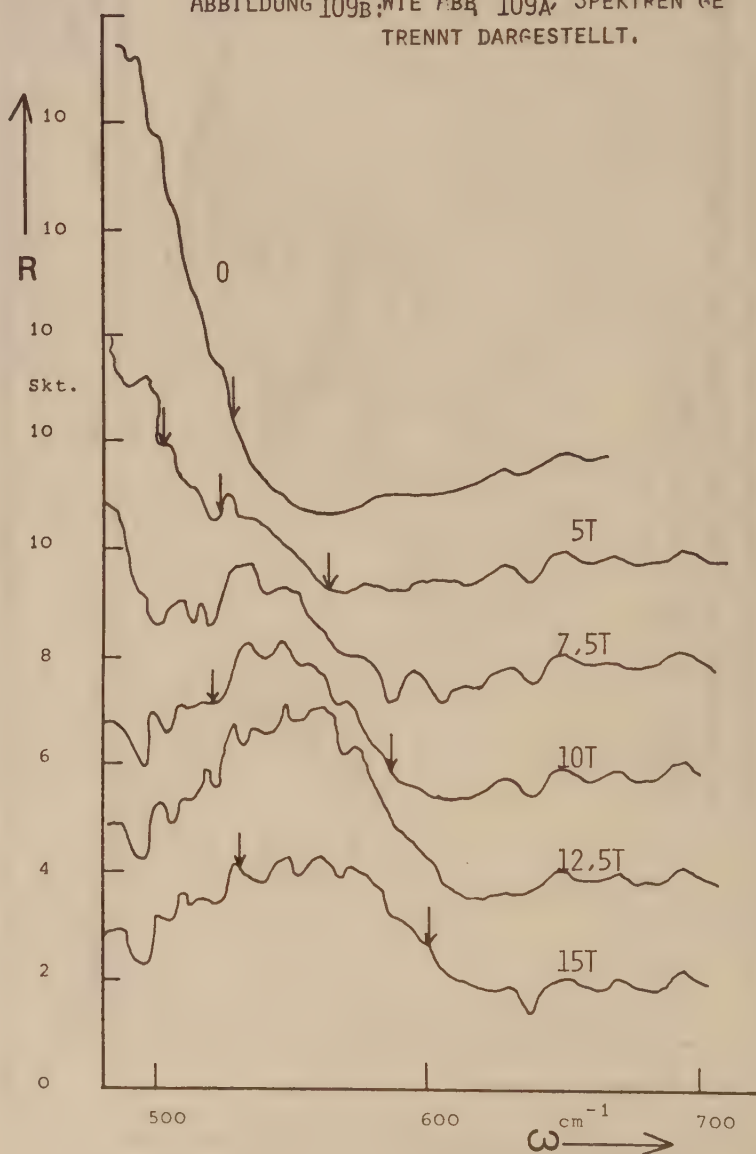


ABBILDUNG 110A. GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALL MIT $N = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,
 EINFALLSWINKEL 0° , VOIGTKONFIGURATION, TH-POLARISATION.
 UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDTÄRKEN, BEZOGEN AUF REFERENZSPEKTRUM
 ABB. 108 (SH. AUCH ABBILDUNG 110B).

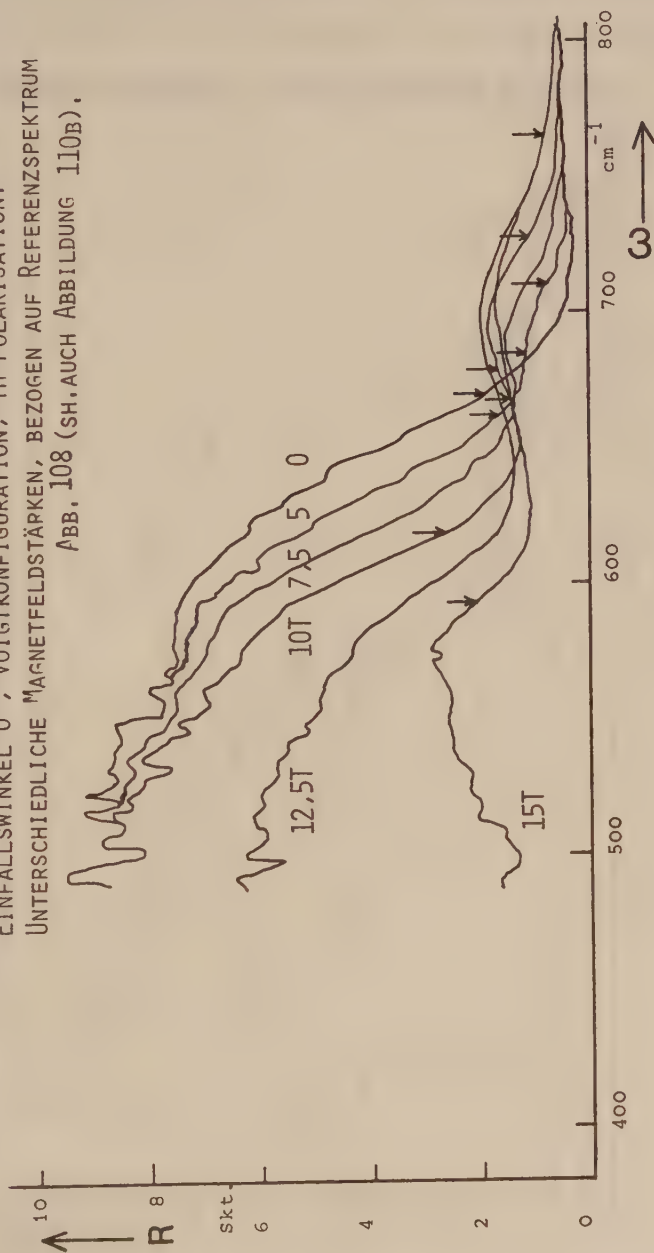


ABBILDUNG 110B WIE ABB. 110A, SPEKTREN GETRENNT DARGESTELLT.

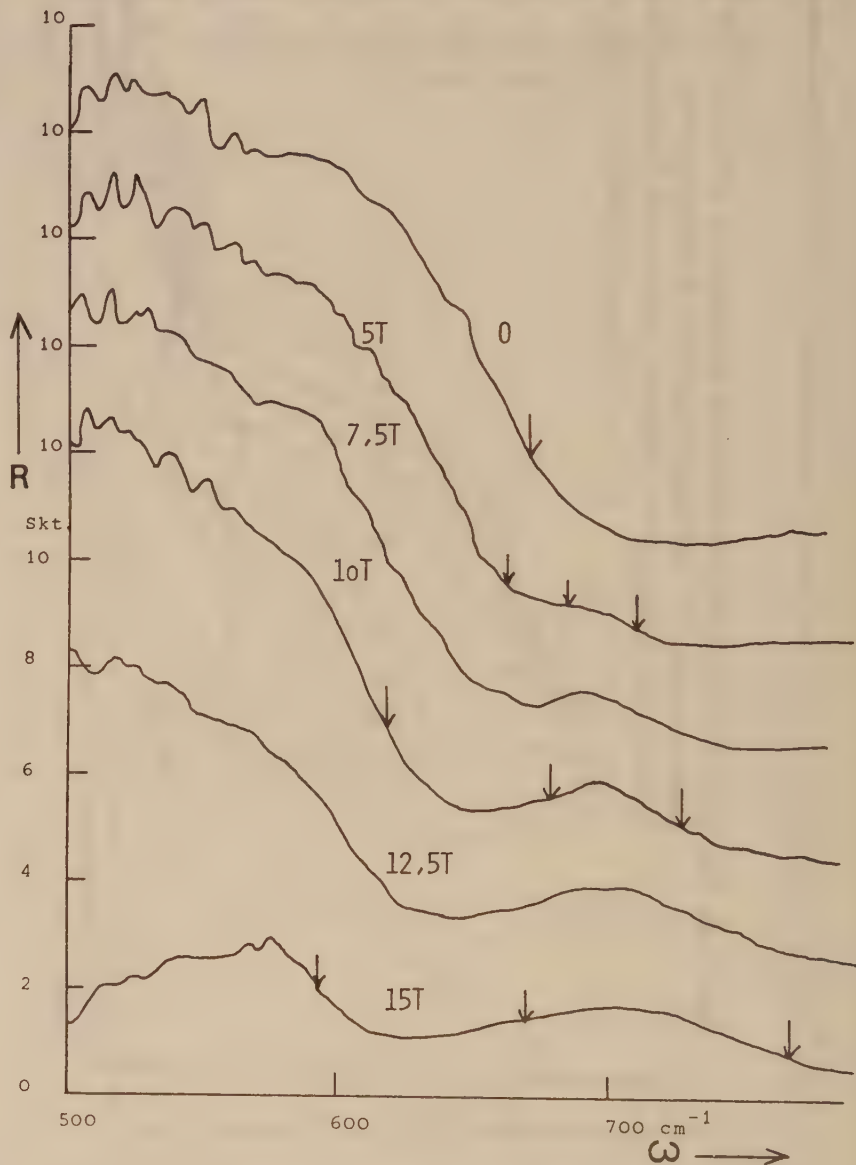


ABBILDUNG 111A, GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALL MIT $N = 6,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,
EINFALLSWINKEL 0° , VOIGTKONFIGURATION, TH-POLARISATION.
UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDSTÄRKEN, BEZOGEN AUF REFERENZSPEKTRUM
ABB. 108 (SH. AUCH ABBILDUNG 111B).

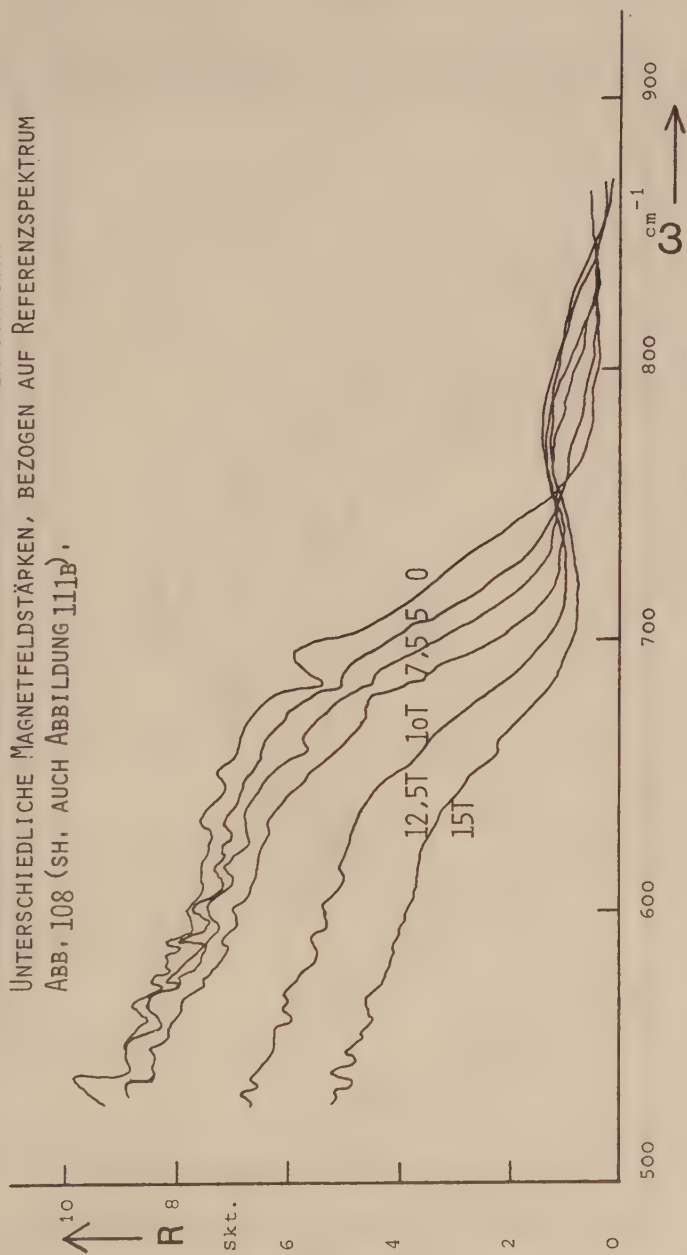


ABBILDUNG 111B: WIE ABB. 111A, SPEKTREN GETRENNT DARGESTELLT

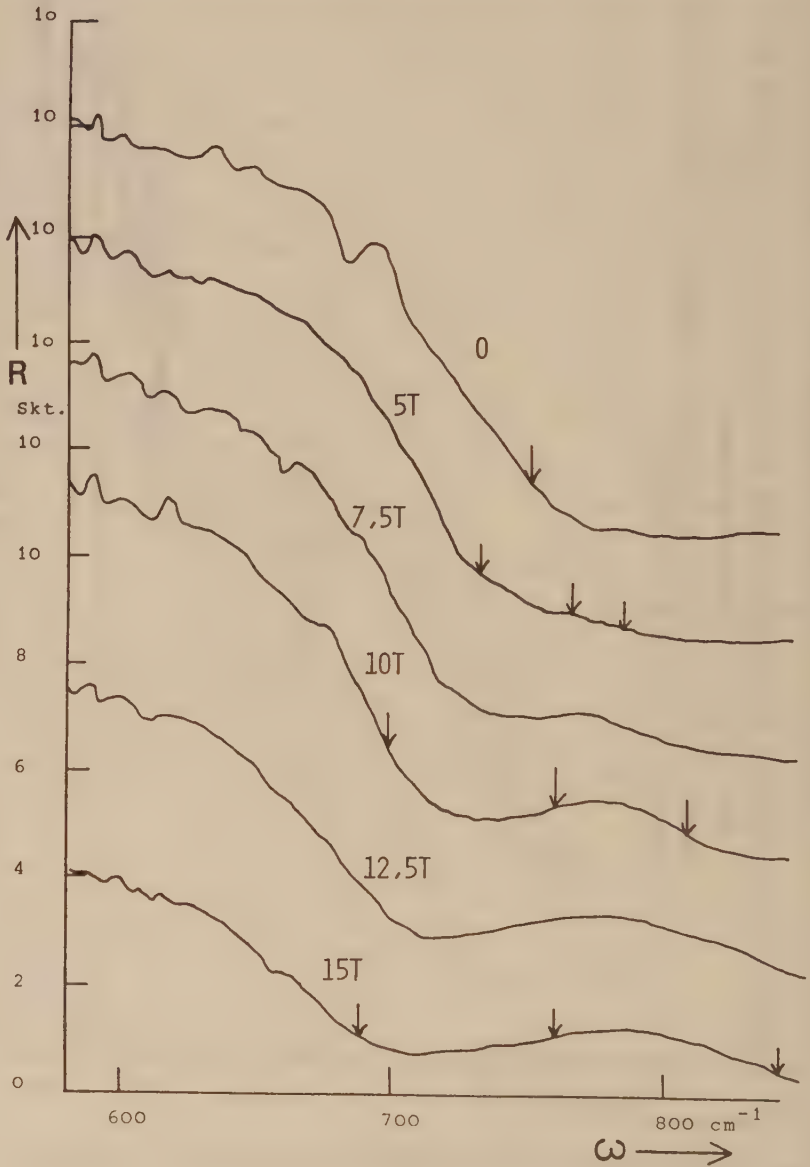
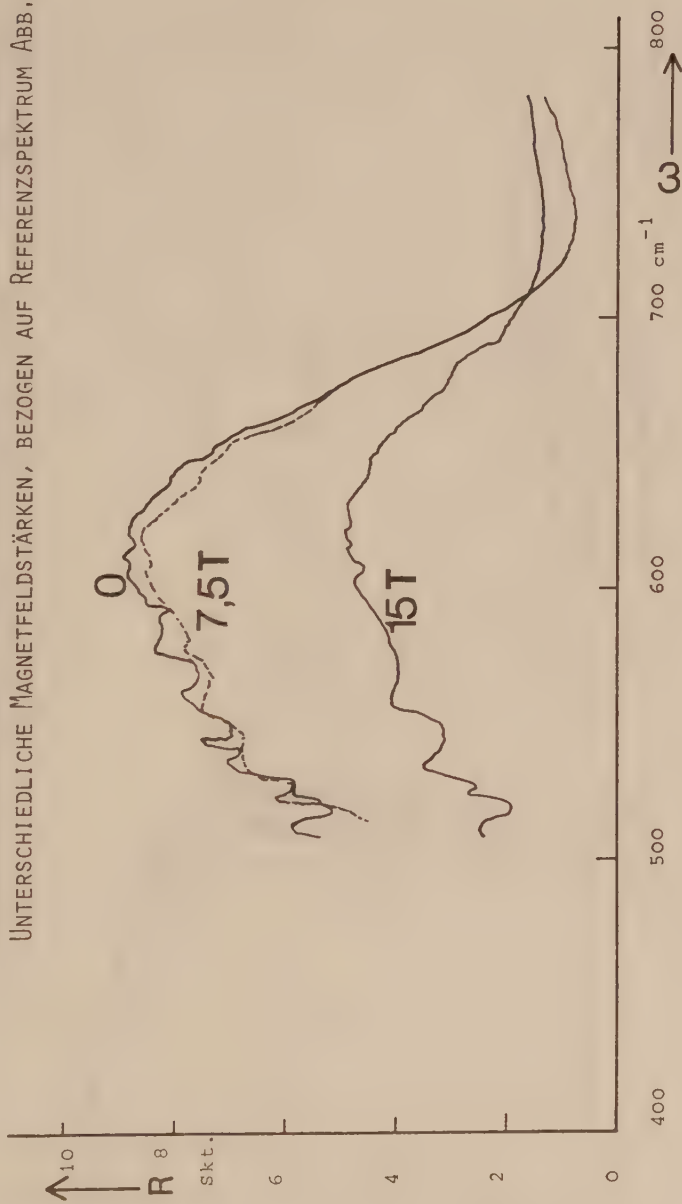


ABBILDUNG 112: GEMESSENE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KPISTALL MIT $N = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,

VOIGTKONFIGURATION, T E - P O L A R I S A T I O N , EINFALLSWINKEL 0° .

UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDSTÄRKEN, BEZOGEN AUF REFERENZSPEKTRUM ABB. 108



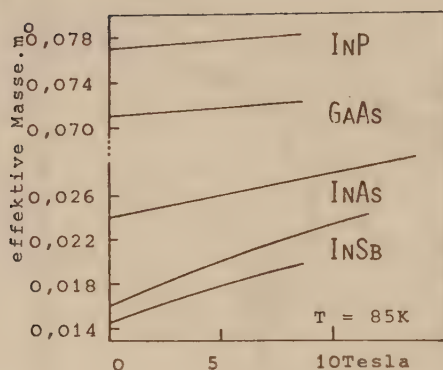


ABBILDUNG 113 : MAGNETFELDAHÄNGIGKEIT DER EFFEKTIVEN ZYKLOTRONMASSE FÜR VERSCHIEDENE III/IV- VERBINDUNGEN.

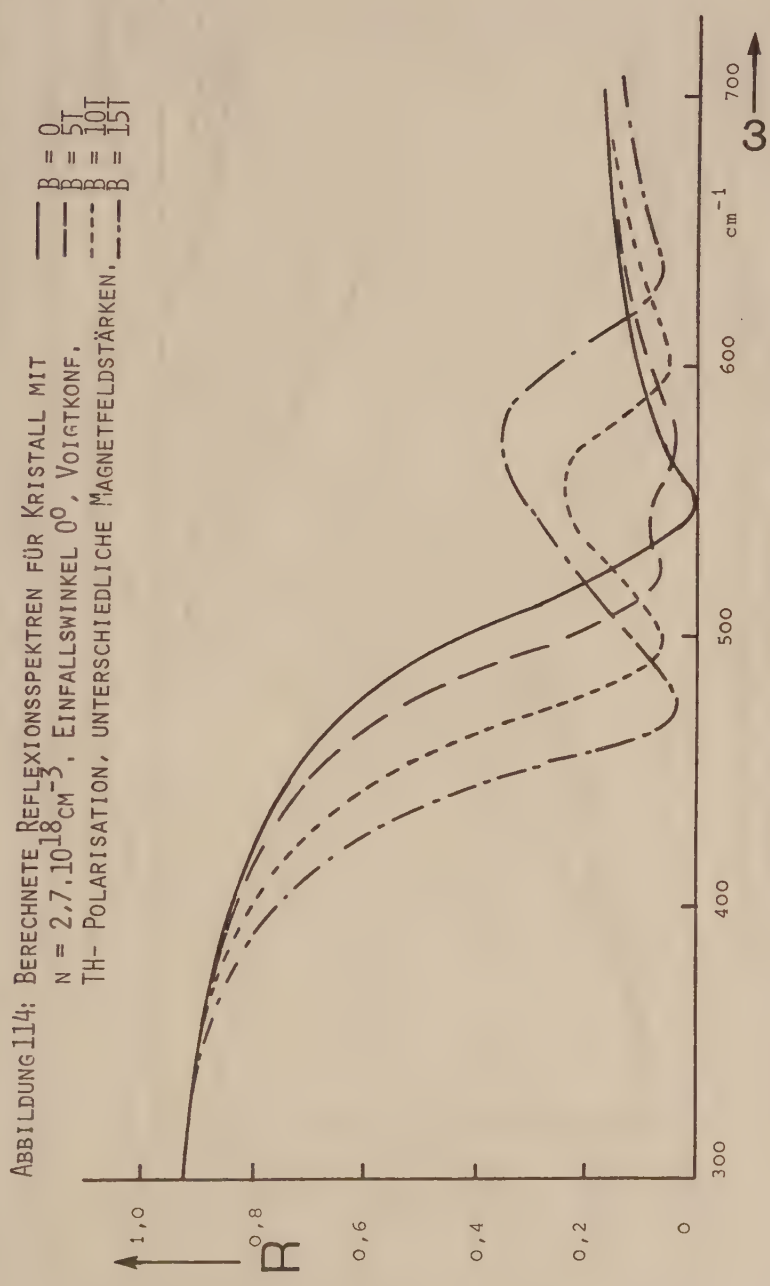


ABBILDUNG 115 BERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALL MIT
 $N = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, EINFALLSWINKEL 0° , VOIGTKONF.,
 TH-POLARISATION, UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDSTÄRKEN.

— $B = 0$
 - - $B = 5 \text{ T}$
 - · - $B = 10 \text{ T}$
 - - - $B = 15 \text{ T}$
 - x - $B = 20 \text{ T}$

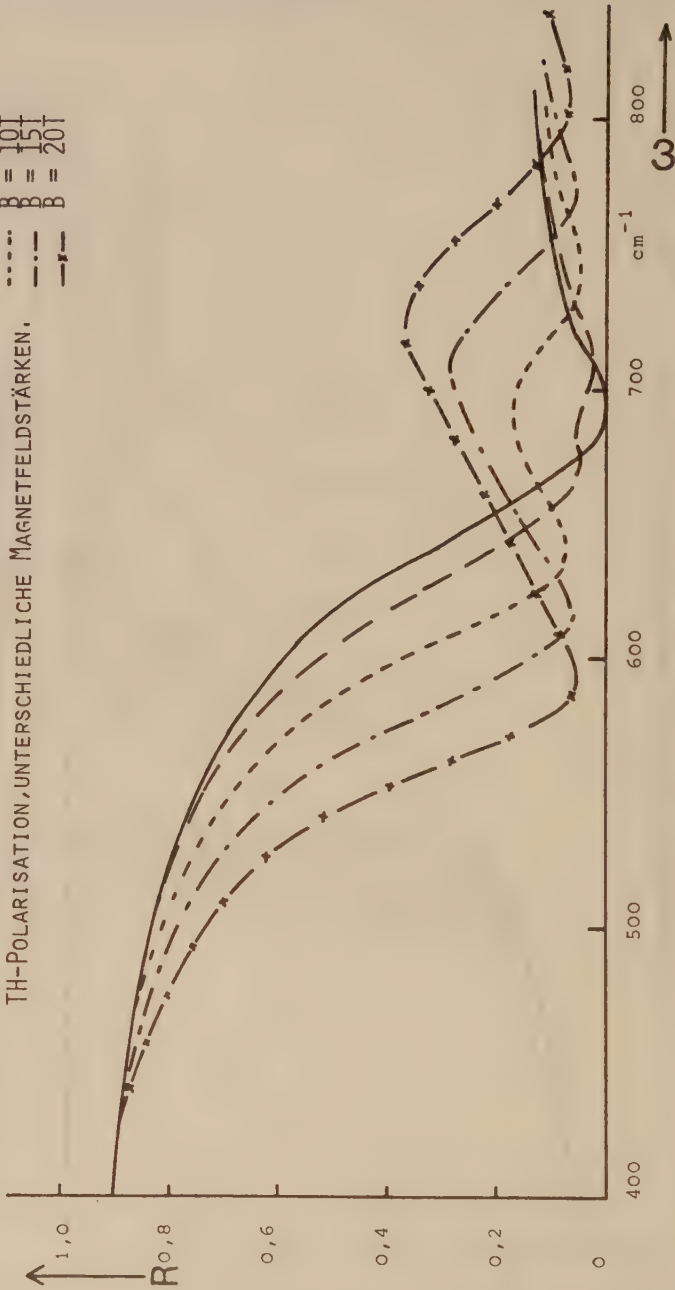


ABBILDUNG 116: BERECHNETE REFLEXIONSSPEKTREN FÜR KRISTALL MIT
 $N = 6,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, EINFALLSWINKEL 0° , VOIGTKONF.,
 TH-POLARISATION, UNTERSCHIEDLICHE MAGNETFELDSTÄRKEN.

$B = 0$
 $B = 5 \text{ T}$
 $B = 10 \text{ T}$
 $B = 15 \text{ T}$

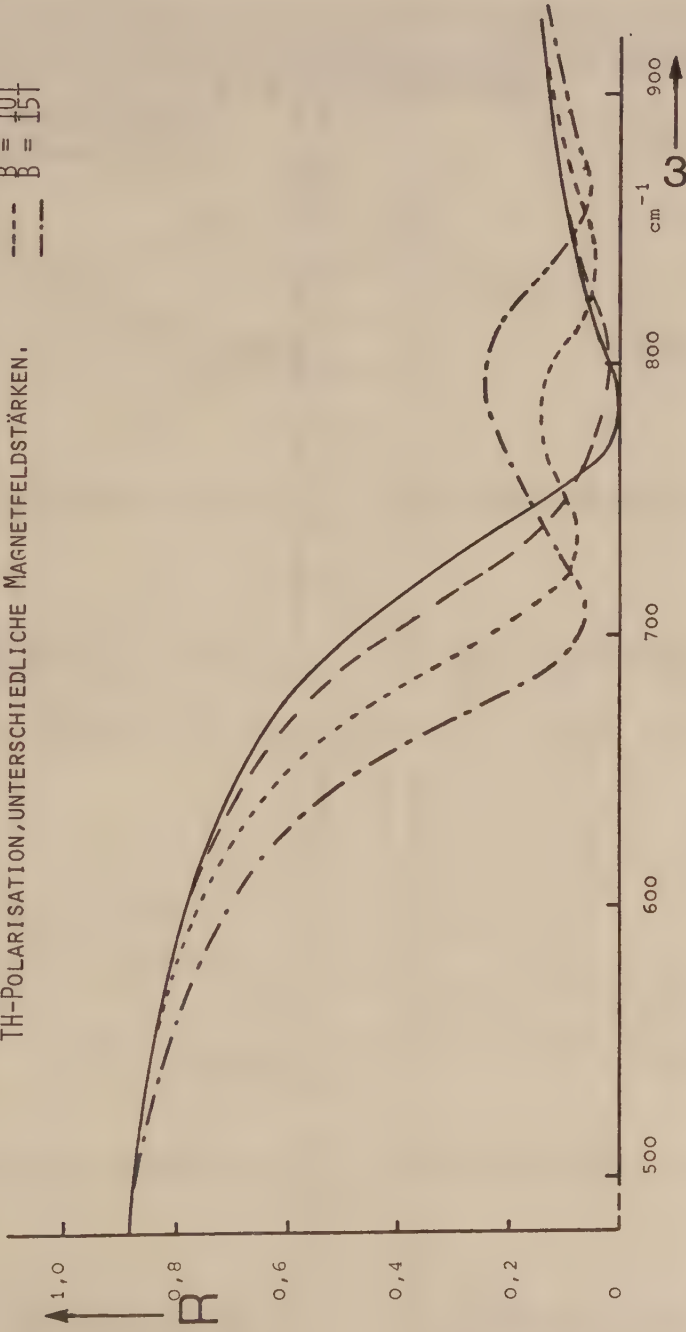
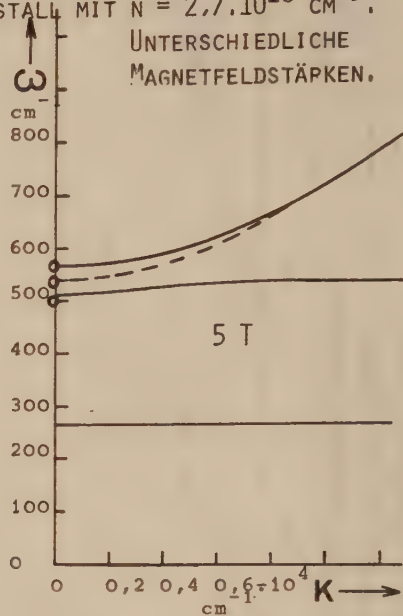
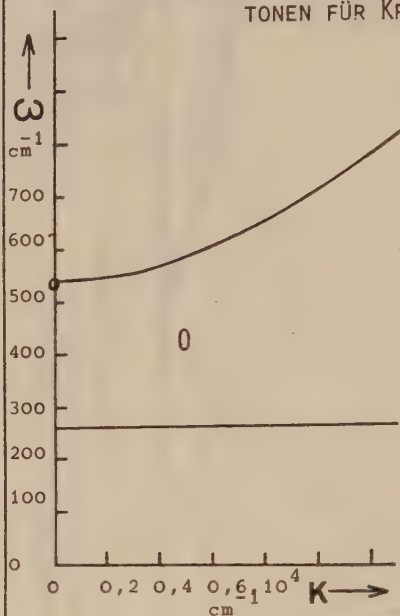


ABBILDUNG 117: DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENMAGNETOPLASMATONEN FÜR KRISTALL MIT $N = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

UNTERSCHIEDLICHE
MAGNETFELDSTÄRKEN.



— TH- ---- TE-POLARISATION ○ EXP. WERTE

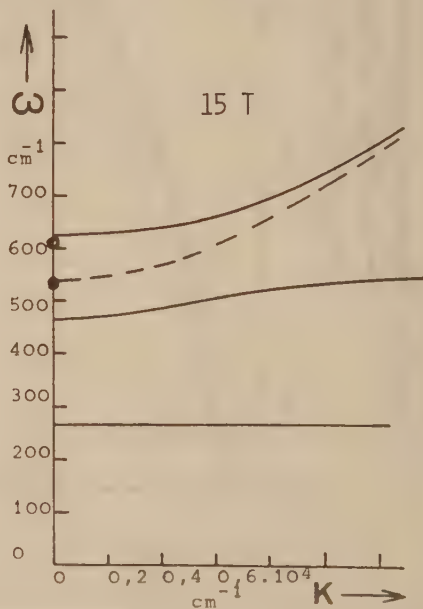
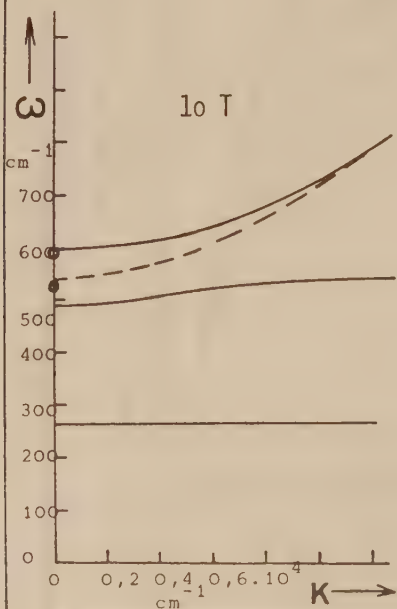


ABBILDUNG 118: DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENMAGNETOPLASMA-
RITONEN FÜR KRISTALL MIT $N = 4,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

UNTERSCHIEDLICHE
MAGNETFELDESTÄRKEN.

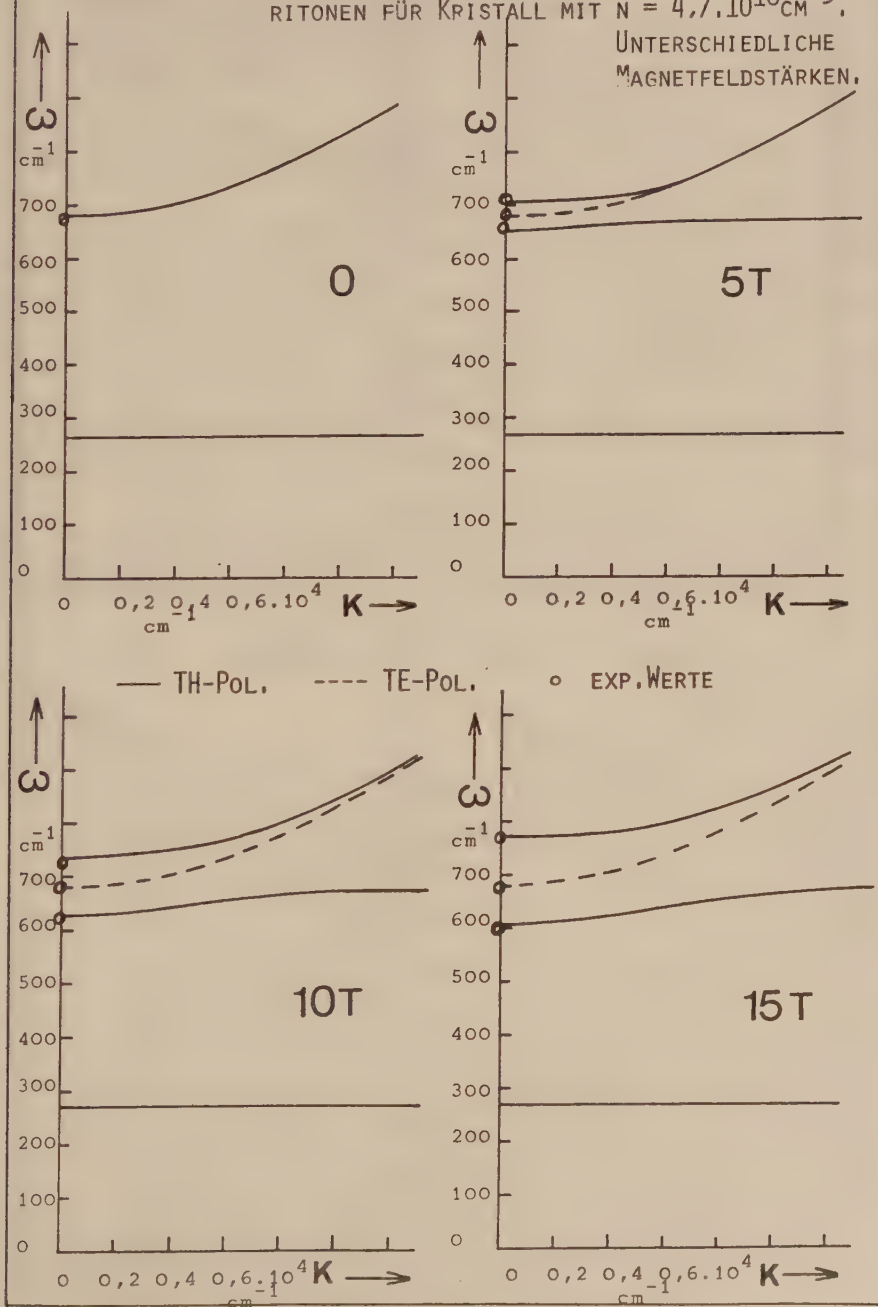


ABBILDUNG 119: DISPERSIONSKURVEN DER VOLUMENMAGNETOPLASMA-
RITONEN FÜR KRISTALL MIT $N = 6,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,
UNTERSCHIEDLICHE
MAGNETFELDEST.

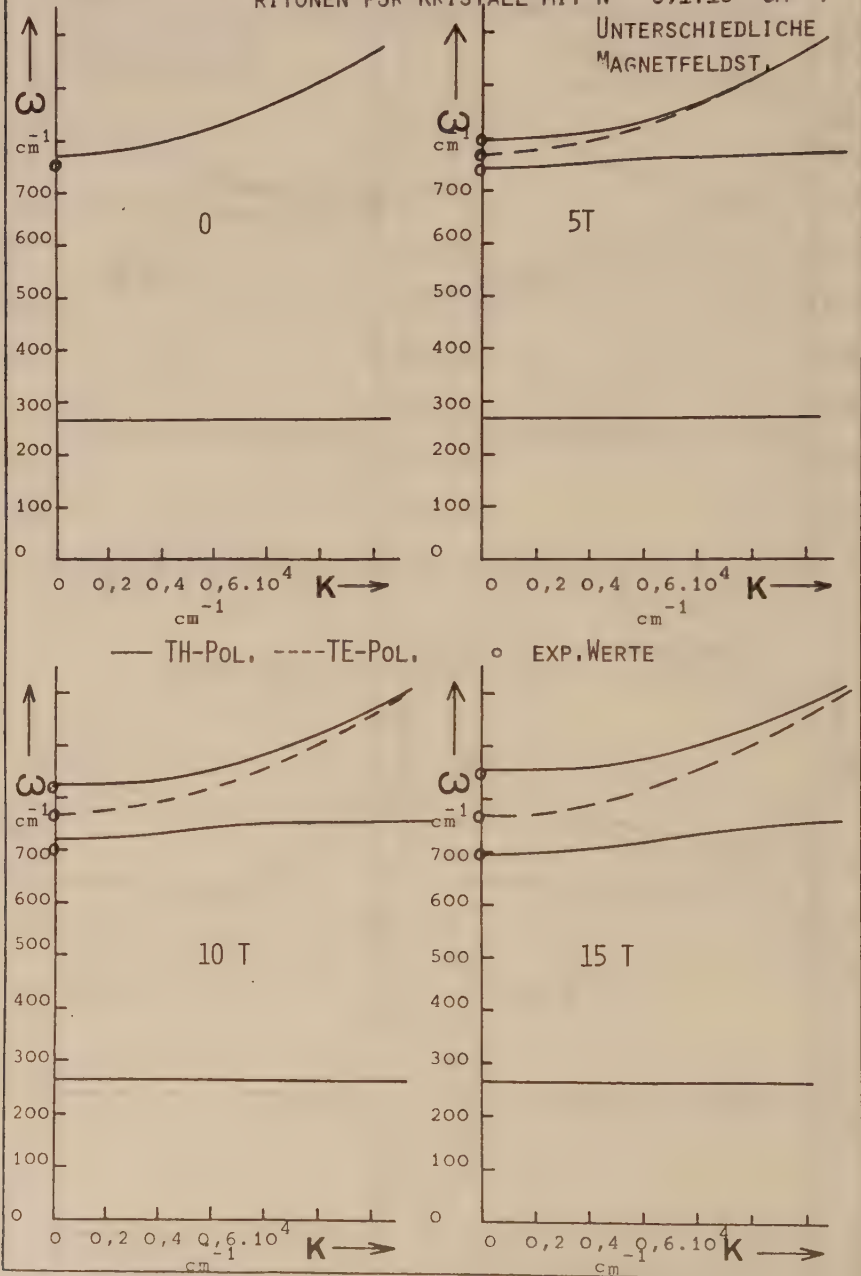


ABB. 120A : AUFSPALTUNG DES OBEREN PLASMARITONENZWEIGES
IN VOIGTKONFIGURATION,

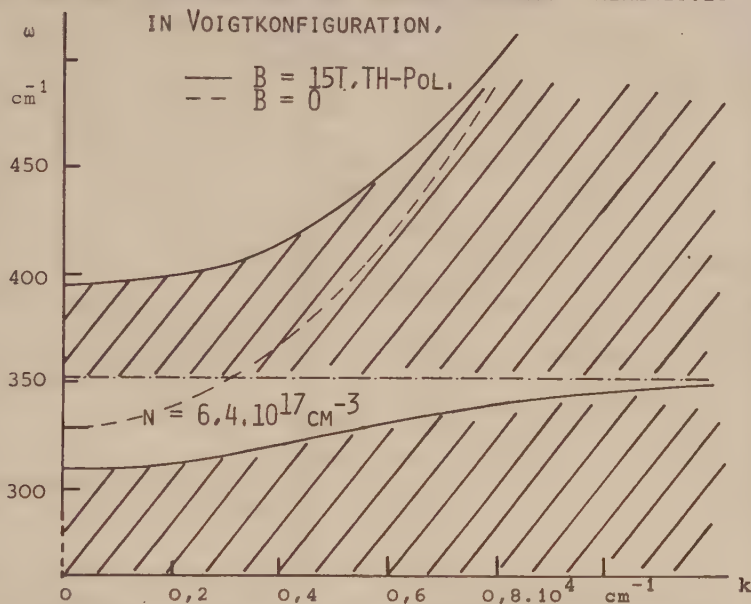


ABB. 120B : AUFSPALTUNG DES OBEREN PLASMARITONENZWEIGES
IN VOIGTKONFIGURATION,
(WIE ABB. 117D).

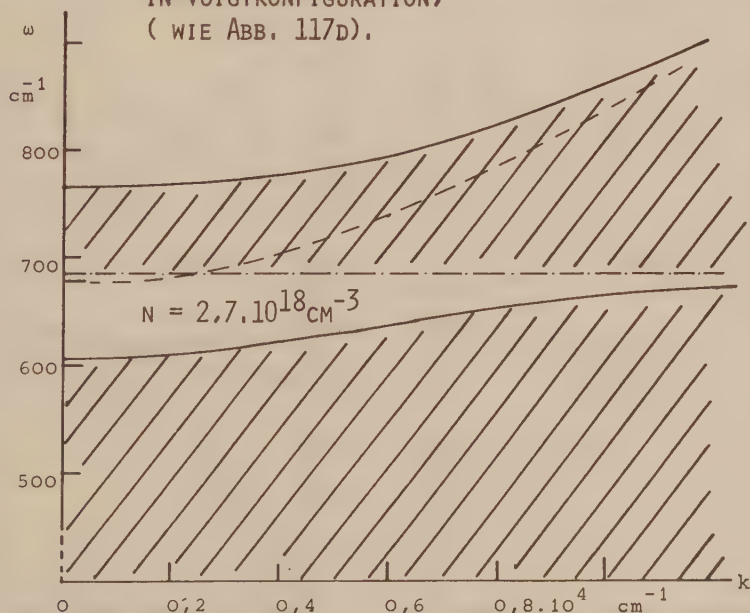


ABBILDUNG 121: BERECHNETE DISPERSIONSKURVEN VON
KRISTALL MIT $N = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, VOIGTKONF.

— TH-POL
--- E-POL

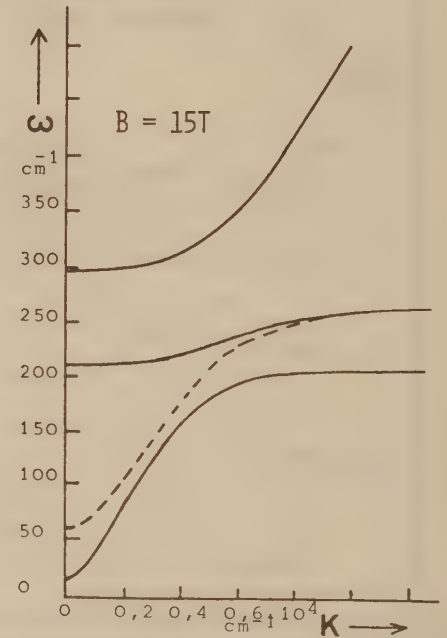
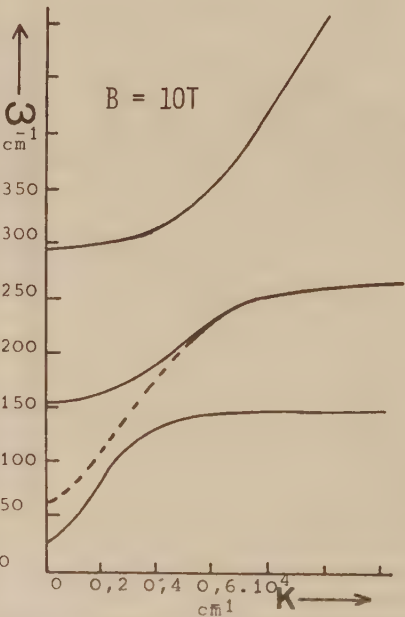
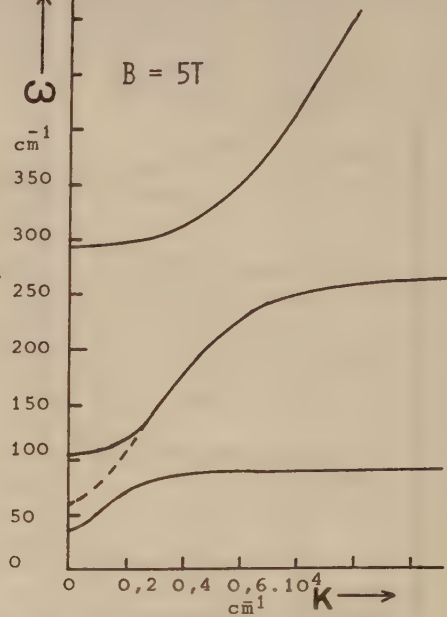
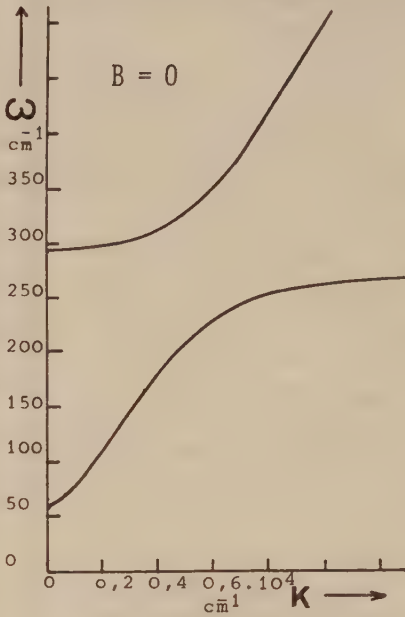


ABBILDUNG 122 : BERECHNETE DISPERSIONSKURVEN VON ——— TH-POL. ——— TE-POL.
KRISTALL MIT $N = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, VOIGTKONF.

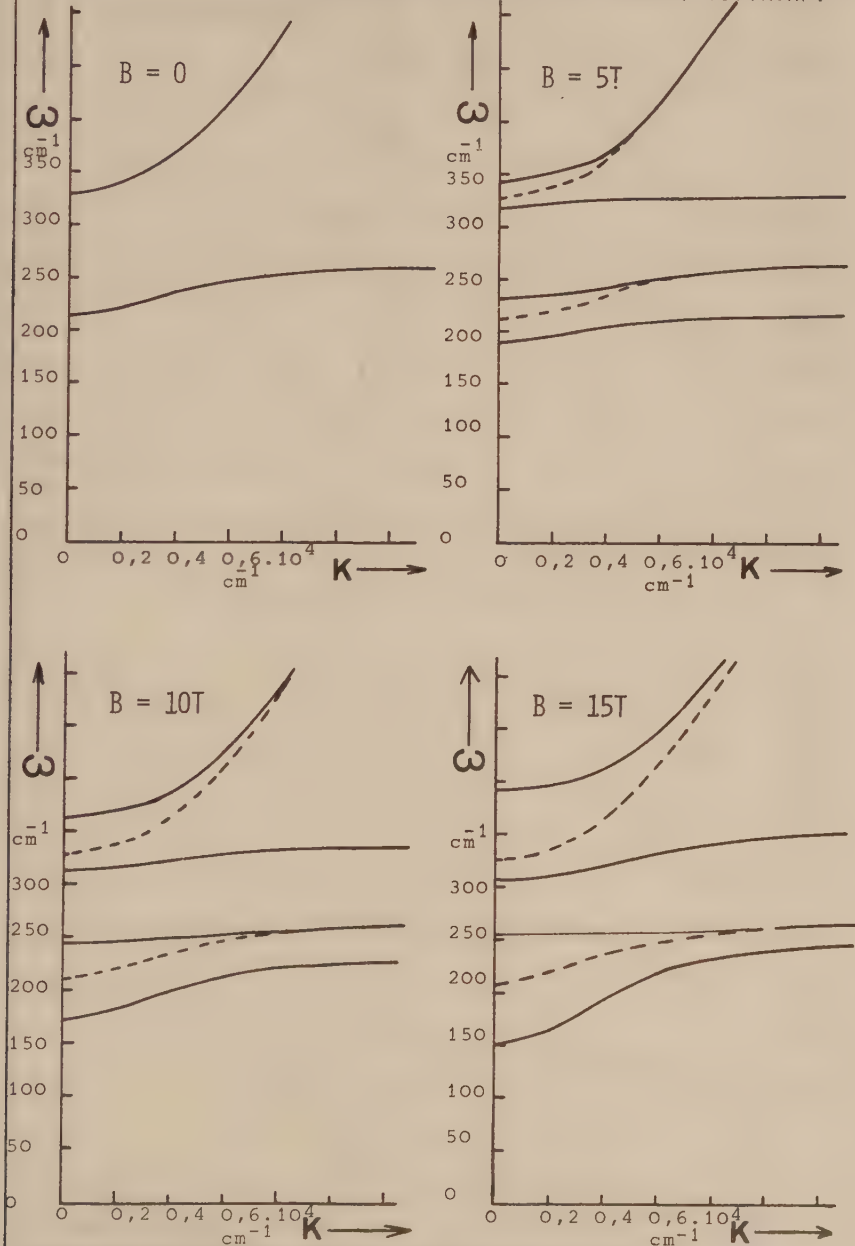


ABBILDUNG 123 : BERECHNETE DISPERSIONSKURVEN

KRISTALL MIT $N = 4,10^{16} \text{ cm}^{-3}$

— CRA
- - - CRI

FARADAYKONFIG.

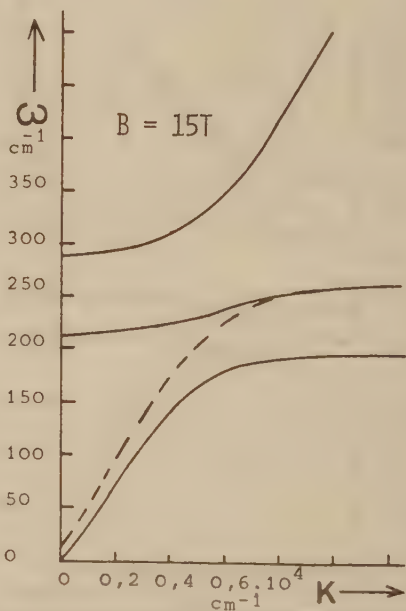
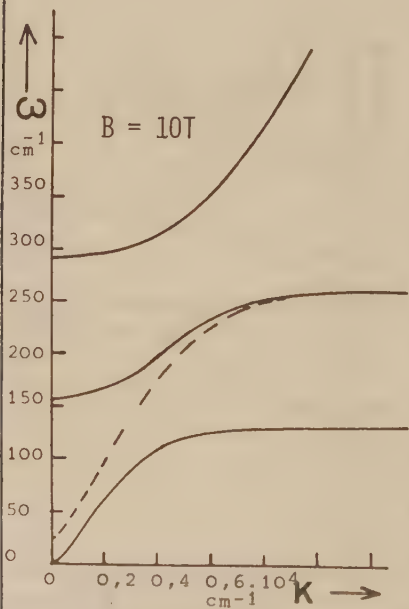
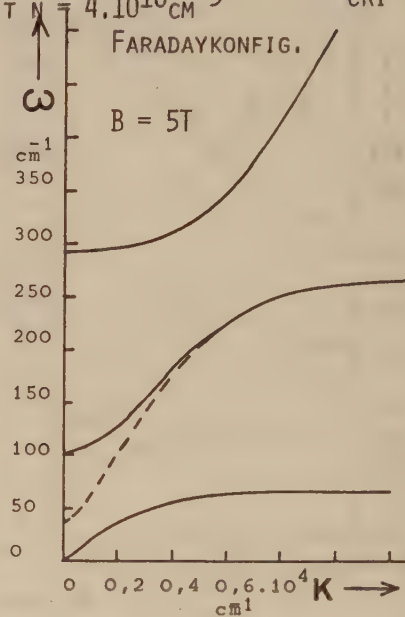
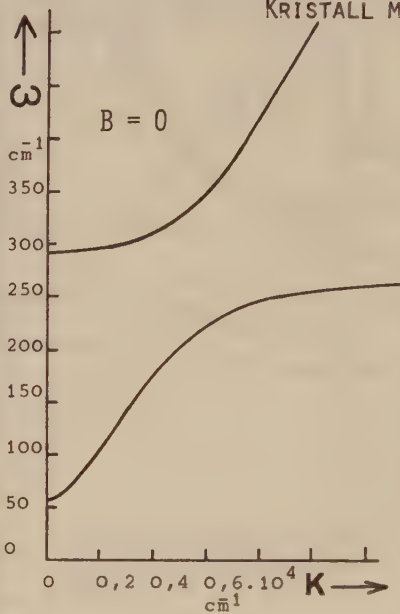
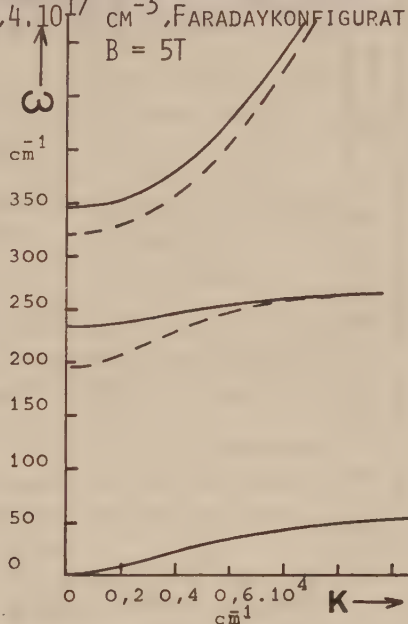
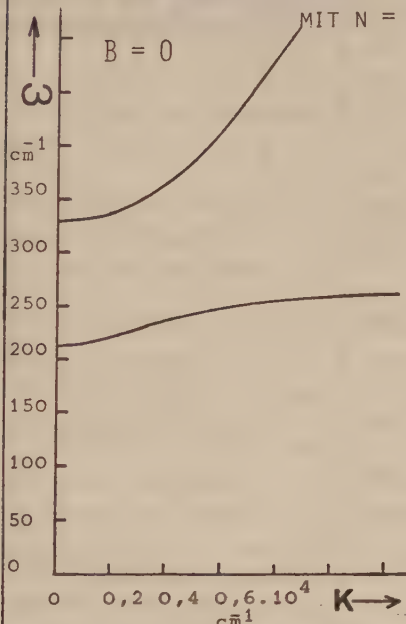


ABBILDUNG 124 : BERECHNETE DISPERSIONSKURVEN FÜR KRISTALL
MIT $N = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, FARADAYKONFIGURATION
 $B = 0$ $B = 5T$



--- CRA-MODE

— CRI-MODE

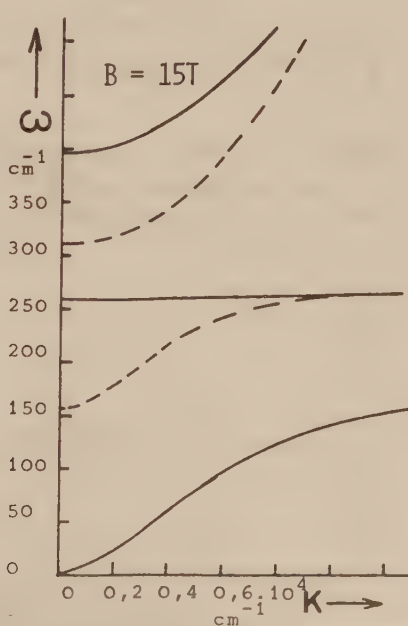
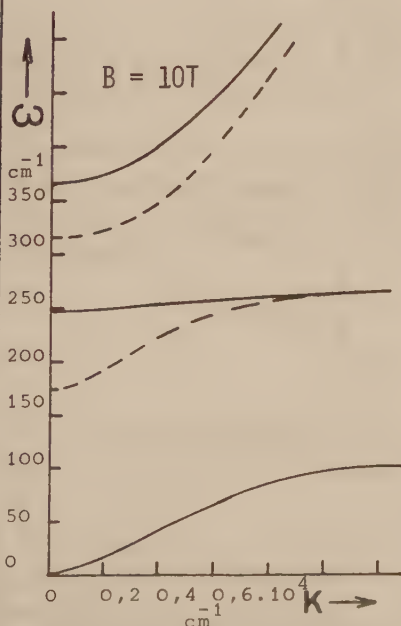
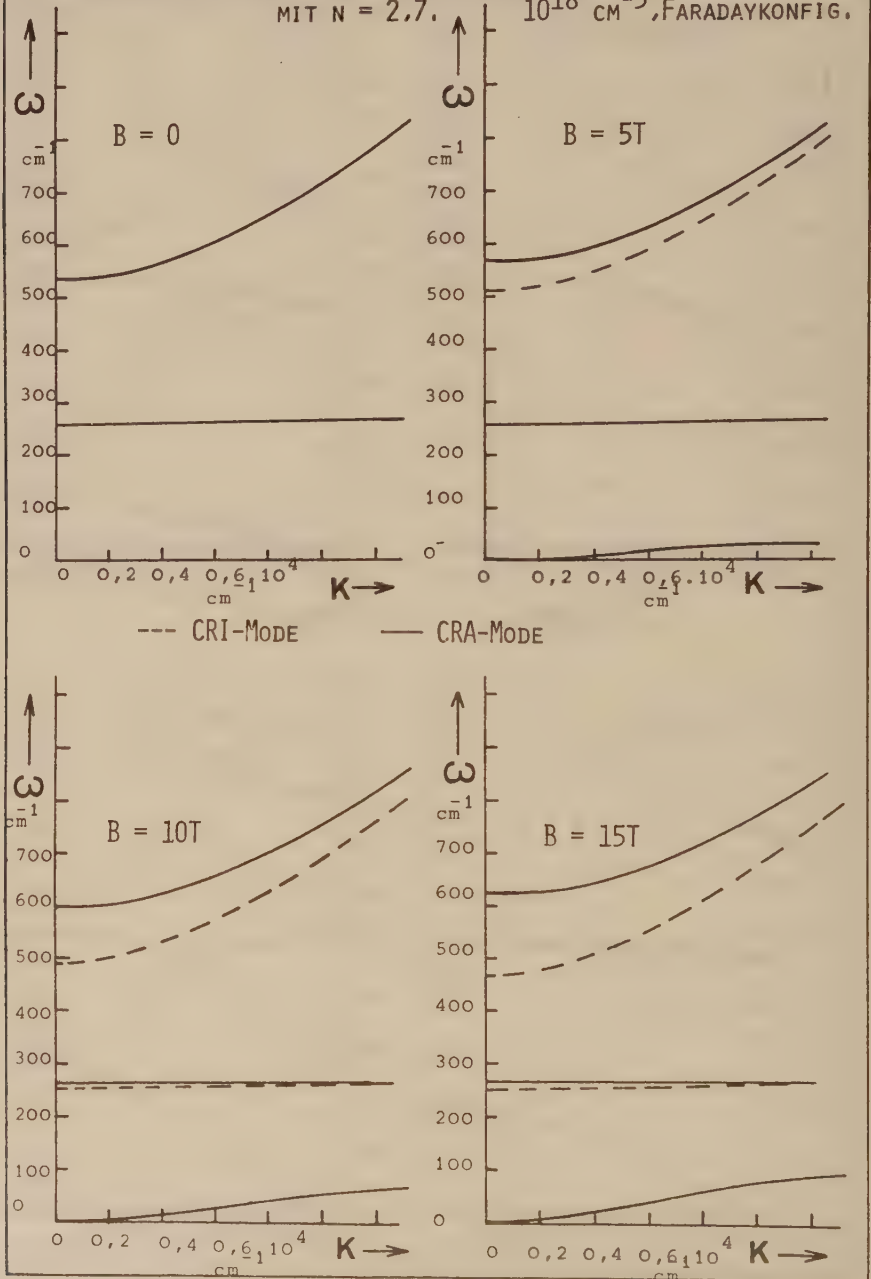


ABBILDUNG 125 : BERECHNETE DISPERSIONSKURVEN VON KRISTALL
MIT $n = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, FARADAYKONFIG.



Mein Dank gebührt Herrn Professor Brandmüller für seine Betreuung, sein Interesse am Fortgang meiner Arbeit und an den Ergebnissen.

Herrn Falge danke ich für die Aufgabenstellung, die Unterstützung bei theoretischen und experimentellen Schwierigkeiten sowie für Ratschläge und Kritiken.

Herrn Claus verdanke ich zahlreiche Hinweise zur Theorie, eingebaut in seine in den letzten Semestern gehaltenen Vorlesungen und in persönliche Diskussionen.

Für die experimentelle Unterstützung sowohl bei der Konstruktion der Kristallhalterung, als auch bei allen in Zusammenhang mit den Magnetfelduntersuchungen aufgetretenen Fragen und Problemen bedanke ich mich bei Herrn Häußler.

Die Geräte zur Messung in Braunschweig wurden vom Lehrstuhl Professor Kessler zur Verfügung gestellt. Hierfür, sowie für die Diskussion bedanke ich mich bei Herrn Professor Kessler.

Die Stromkosten für die Magnetfelduntersuchungen wurden in dankenswerter Weise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft übernommen.

Der Bayerischen Akademie der Wissenschaften sei für die Bereitstellung der Rechenzeit am Leibniz-Rechenzentrum, den Mitarbeitern des Rechenzentrums für die Abwicklung gedankt.

Die untersuchten Kristalle stammen von Frau Bauser, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart, Herrn Kuhn-Kuhnenfeld, Wacker-Chemitronic, und Herrn Zschauer, Siemens AG. Ihnen allen bin ich zu Dank verpflichtet.

LEBENS LAUF

- 8.6.1939 Geburt in München als älteste Tochter des Dipl.Ing.
Willibald Torkar und seiner Ehefrau Martha, geb. Tromp
- 1945-1950 Volksschule in Aschau/Chiemgau
- 1950-1951 Oberschule in Rosenheim, später München
- 1952-1958 Realgymnasium in Bregenz (Österreich) mit Matura-Abschluß
- 1958-1960 Ausbildung zur "Ing. Ass. des Hauses Siemens"
- 1960-1973 Beschäftigung bei der Fa. Siemens auf dem Gebiet der Rund-
funk- und Hochfrequenzröhren in München und der Senderöh-
ren in Berlin
- 1972 Beginn des Physikstudiums an der FU Berlin
- 1973 Fortsetzung des Physikstudiums in München
- 1978 Abschluß mit einer Diplomarbeit am Lehrstuhl Prof. Brand-
müller über ATR-Untersuchungen an Isolatoren
- ab April 1978 wissenschaftliche Tätigkeit am Lehrstuhl Prof. Brandmüller

